

FIZIKAI SZEMLE

Az
Eötvös Loránd
Fizikai Társulat
Lapja

TARTALOMJEGYZÉK:

*Tarnóczy Tamás
és Somhegyi Károly:* Égési folyamatok befolyásolása akusztikus energiával

Marx György: A béta-bomlás és a neutrínó

Bernolák Kálmán: Fáziskontraszt-mikroszkóp

Jánossy Lajos: A centrifugális erőről szóló vitához

Marx György: A centrifugális erőről

A KÖZÉPISKOLAI TANÁR
LABORATÓRIUMÁBÓL

*Tamás Gyula
és Tarján Imre:* Előadási kísérletek rezgőmozgással, hullámmozgással és hangjelenségekkel kapcsolatban

EGYESÜLETI ÉLET

FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

KÖNYVSZEMLE



Felelős szerkesztő: Szamosi Géza

Szerkesztőbizottság:

**Csekő Árpád, Faragó Péter, Gáspár Rezső, Kocsis László, Marx György, Szamosi Géza,
Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Vermes Miklós**

Szerkesztőbizottság titkára: Turiné Frank Zsuzsa

Szerkesztőség: Budapest, V., Reáltanoda-utca 13—15. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő: 187-423

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó Budapest, V., Alkotmány-utca 21.

Távbeszélő: 424-595, 424-589, 420-330, 420-538

Felelős kiadó: Mestyán János

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat

Budapest, V., József nádor-tér 1. Telefon: 180-850

Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat József nádor-tér 1, üzlethelyiség. Telefon: 183-022

Előfizetés egy évre 30.—, félévre 15.— Ft; egyes szám ára 6.—Ft

Megjelenik évente hatszor

СОДЕРЖАНИЕ

Т. Тарноци и К. Шомхедьи: Воздействие на горение способом акустической энергии

Г. Маркс: β -распад и нейтрино

К. Бернолак: Фазо-контрастный микроскоп

Г. Маркс: О центробежной силе

Л. Яноши: К дискуссии о центробежной силе

Из лаборатории учителя средней школы

Д. Тамаш и И. Тарьян: Демонстрационные опыты по колебательному движению, волновому движению и по акустическим явлениям

Якоб Ильич Френкель

Из жизни общества физиков

Успехи физических наук

Библиография

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

III. évfolyam

1. szám

1953. február

Égési folyamatok befolyásolása akusztikus energiával¹

I.

Az ultra- és szuperhangok mechanikus hatásainak és vegyi folyamatokat befolyásoló tulajdonságainak ismeretében kézenfekvő az a gondolat, hogy az akusztikus rezgések az égési folyamatokra is befolyással lehetnek. A rendelkezésünkre álló irodalom szerint külföldön ilyenirányú kísérleti próbálkozások még nem történtek. Az első felvetődött ötletek és kísérletek hazaiak. Ezekről és a hozzájuk csatlakozó megfontolásokról számol be az alábbi dolgozat.

Mindenekelőtt két fontos kérdést kell megvilágítanunk. Az egyik az, hogy nem az akusztikus energiának hőenergia formájában való visszanyerését várjuk. Az ilyen folyamat természetes ugyan, de nem érdemes vizsgálatra. Az általunk várt hatások energiafelszabadulást idézhetnek elő, illetve a folyamatok tökéletesítése útján a rendkívül rossz hatásfokokat növelhetik. A másik kérdés a gazdaságossággal kapcsolatos. Az égési energiát kihasználó berendezések és a felhasznált anyagok olyan összeget jelentenek, amely mellett a bevitt akusztikus energia költsége lényegtelen. Az előbbiekből még az is következik, hogy igen kiskorú javítás elérése is hasznosítható lehet gazdaságilag.

Az égési folyamatok akusztikus befolyásolására irányuló kísérletek két találmány kivizsgálását célozták.

1948. augusztus 14-én dr. Zsoldos László szabadalmi bejelentést tett »Eljárás égési és hőátadási folyamatok tökéletesítésére« címen. A találmány egyik pontja szerint remélhető, hogy akusztikus rezgések hatására az oxigénmolekulák és a szén szemcsék intenzívebben keverednek egymással és így az elégetlen termékek mennyisége csökken.

1950. május 23-án Lőrincz Imre a Nehézipari Minisztérium Vegyipari Főosztályán újítást jelentett be »Ultrahangenergiával történő szénkigázosítás« címen. A leírás szerint az akusztikus

rezgések hatására a szénben lévő gázzárványok gyorsabban, vagy alacsonyabb hőmérsékleten szabadulnak fel, ezáltal a kigázosítás hatásfoka megnövekszik.

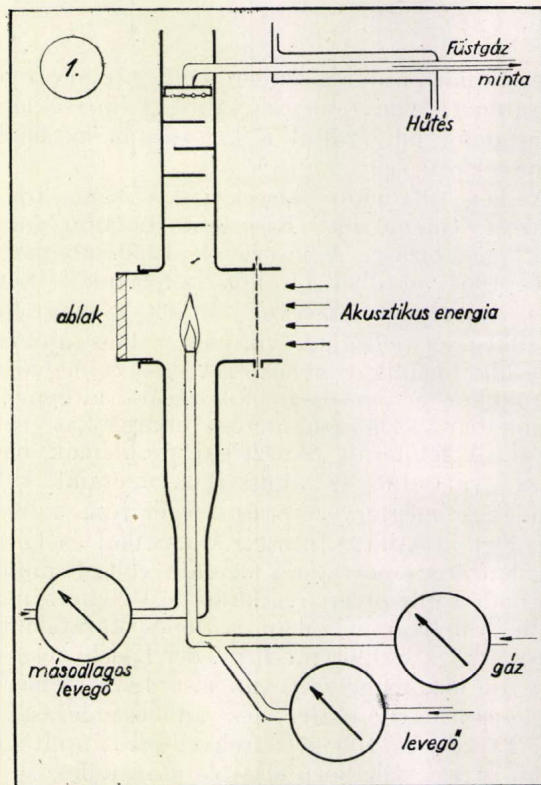
A két találmány kísérleti kivizsgálására a Fővárosi Gázművek Kísérleti Laboratóriuma kapott megbízást. A kísérletek 1950. augusztus 22. és 1951. október 11. között folytak le Somhegyi Károly vezetésével. Mivel a kísérletek modellkísérlet jellegűek voltak, számos újonnan felmerült technikai nehézséget kellett legyőzni, ugyanakkor a pontosság fokozására a gyártási technikában szokásos mérési eljárásokat finomítani. A felmerült akusztikai problémák megoldása, valamint az akusztikus energiát keltő készülékek megtervezése és megépítése a Központi Fizikai Kutató Intézet Akusztikai és Ultrahang Kutatócsoportjának feladata volt. E munka folyamán több olyan részletkérdést kellett megoldani, amely önmagában is nehéz kutatási feladatot rótt a csoportra. Így Tari László megtervezte és üzembehelyezte az első hazai lemezelte rezgőfejes magnetosztatikus adóberendezést 15 kc/s, 45 kc/s és 100 kc/s frekvenciára, amit külföldön is csak a háború alatt és után fejlesztettek ki. Tarnóczy és Tari teljesen új eljárást dolgozott ki a magnetosztatikus rezgések indukálására és a rezgésamplitúdó mérésére, amelynek az eddigiekkel szemben főelőnye, hogy nem hat vissza a rezgő rendszerre és abszolút mérési lehetőséget biztosít.

II.

Az első kísérletsorozatban az akusztikus energiának a gázláng égésére gyakorolt hatását vizsgáltuk. A kísérleti berendezés vázlata az 1. ábrán látható. A világítógáz elsődleges és másodlagos levegővel keverhető. Az akusztikus energiát 6–19 kc/s frekvenciatartományban egy légáramgenerátor szolgáltatja. Hangintenzitása kb. 150 dB, azaz 0,1 W/cm². A rezgési energiát az áramló levegőtől vékony celofánhártyával választottuk le. A láng képét üveglapon keresztül lehetett ellenőrizni. Ez az üveglap teleszkópszerűen volt kiképezve, hogy a visszaverődések folytán

¹ A debreceni Vándorgyűlésen elmondott előadás kiegészítve Somhegyi Károly írásban beküldött hozzájárulásával.

esetleg keletkező állóhullámok hatását tanulmányozzuk, ill. kiküszöböljük. Az égéskor keletkező füstgáz CO_2 , O_2 és CO tartalmának meghatározása 5-pipettás Orsat-készüléken történt. Ezekből az adatokból a füstgáz ú. n. elméleti CO tartalma kiszámítható, amely jellemző az égés tökéletességére. Mivel a berendezésen lehetőség van a gázt csak másodlagos levegővel égetni, utánózni lehet a szilárd tüzelőanyag elégésének mechanizmusát is. Nyilvánvaló, hogy a hozzákevert levegő mennyiségének növelésével a füstgáz CO tartalma csökken. A kísérletet tehát tudatosan tetszőleges elméleti CO -tarta-

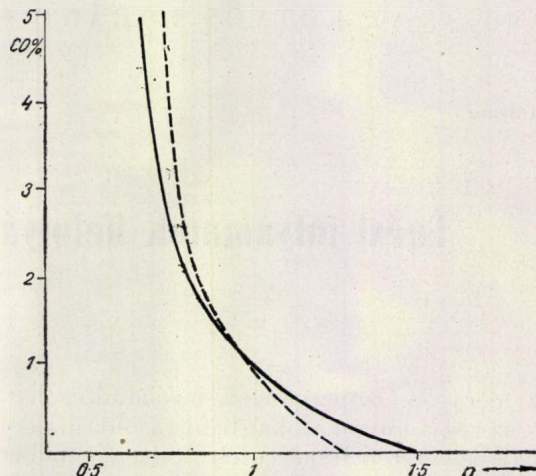


1. ábra. Világítógáz égésének akusztikus befolyásolására szolgáló berendezés vázlatos rajza.

lomra lehetett beállítani, majd ugyanezen körülmények között megvizsgálni, hogy akusztikus energia hatására hogyan változik a fentebbi CO tartalom. A vizsgálathoz alkalmazott berendezés olyan volt, hogy abban az esetben, mikor a hozzákevert elsődleges és másodlagos levegő összege éppen a gáz levegőszükségletének felelt meg, kb. 1–1,5%-os CO tartalom volt mérhető. Ha a CO -tartalmat olyan koordináta rendszerben ábrázoljuk, amelynek abszcisszája a hozzákevert levegő (l/ϕ) és a levegőszükséglet (l/ϕ) hányadosa (n), a CO -tartalom eltűnése kb. az $n = 1,5$ helyen következik be, míg $n < 1$ helyeken meredeken emelkedik, mint a 2. ábra mutatja.

A kísérleti eredmények a leggondosabb körülmények ellenére is elég nagy szórást mutattak. Levegőhiány ($n < 1$) esetén a szórás kisebb volt. A mérések száma nem volt olyan nagy, hogy közép-

értékelő számítások megbízható eredményhez vezettek volna. Alapkísérletet 37 alkalommal végeztünk, 7–9 kc/s frekvenciával 38 alkalommal, 16–19 kc/s frekvenciával pedig 42 alkalom-



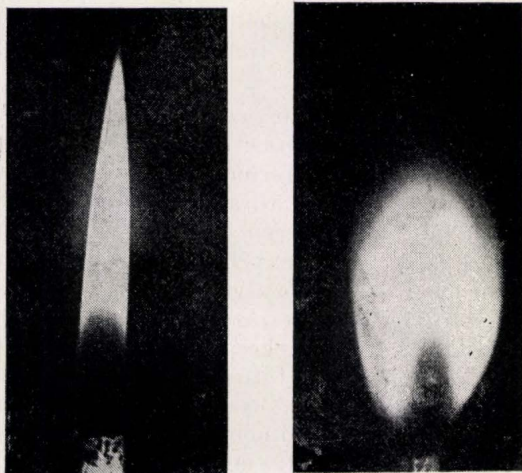
2. ábra. Füstgáz elméleti CO tartalmának értéke, különféle levegőhozzákeverés mellett alapkísérleteknél (kihúzott görbe) és akusztikus energiával befolyásolt kísérleteknél (szaggatott görbe). A függőleges tengely mértéke az elméleti CO tartalom %-ban, a vízszintes tengely mértéke pedig a hozzákevert levegő és a levegőszükséglet hányadosa abszolút számokban.

mal sugároztuk be a lángot. A 2. ábra kihúzott görbéje vonatkozik az alapkísérletekre, a szaggatott pedig az akusztikus rezgésekkel befolyásoltakra. A szórások nincsenek feltüntetve, de olyanok, hogy e két görbe határgörbéivel együtt erősen átlapolja egymást. A görbék közül legfeljebb annyi állapítható meg, hogy kismértékű kedvező befolyás mutatkozik a levegőfelesleggel történt égetéskor. A szórás okairól a következőket mondhatjuk. A gáz tökéletlen elégésekor nemcsak, CO , hanem H_2 , CH_4 , stb gáz is keletkezik mégpedig a reakció-egyensúlyi állandó által meghatározott mértékben. A reakció-egyensúlyi állandó pedig erősen függ a hőmérséettől, amit igen nehéz kézbentartani. A szórás másik oka az Orsat-készülék pontatlansága. Pontosabb mérésekhez tömegspektrográfra lenne szükség.

A vizsgálatok általában másodlagos levegővel történtek, de az eredmények nem változtak az elsődleges levegő hozzákeverése esetén sem. A láng képének vizsgálata azt mutatta, hogy a rezgési energia hatására a láng általában zömökebb és nagyobb felületű lett. A felületnövekedés a négyszeres értéket is elérte (3. ábra). Ezenkívül a láng csúcsa rezgésbe jött, irányt változtatott, stb. Mindezek a jelenségek az akusztikában ismertek és hangenergia indikálására is használatosak. A meglepő éppen az, hogy a nagyobb lángfelület ellenére nem észleltünk nagyobb változást az égés tökéletességében, csak a 2. ábra szerintit.

Az eredmények diszkussziójához elsősorban az akusztikus energia behatolásának kérdését kell

megvizsgálunk. A láng héja párhuzamos felületekkel határolt, meredeken emelkedő gradiensű hőmérsékleti rétegekből áll. A hőmérsékleti gradiens kb $100\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{mm}$. Nagy hőmérsékletű gázok hangabszorpciójára nem sok adatunk van, de a rétegek akusztikus keménységei közti különbség valószínűvé teszi, hogy a rétegfelületeken



3. ábra. A láng képe egyik alapkísérlet alkalmával (baloldali kép) és akusztikus energiával besugározva (jobboldali kép).

nem minden energia hatol át. Sokkal lényegesebb szerepet játszik az a körülmény, hogy csak a normális irányú hangsugarak hatolnak viszonylag könnyen be a lángtérbe, a különféle beesési szögek alatt érkezők a határfelületeken törést szenvednek és hamarosan eléri a teljes visszaverődést. A visszatérés annál kisebb mélységben következik be, minél laposabb a beesési szög és minél meredekebb a hőmérsékleti gradiens. A használt frekvenciákon az energianyaláb szétartása olyan nagymértékű, hogy az akusztikus energia 95%-a nem hatol el a $800\text{--}900\text{ }^{\circ}\text{C}$ -kal jellemezhető hőmérsékleti határrétegig. Már pedig a szénszemcsék elége nagyrészt ebben a határrétegben történik. A várt hatás eszerint fokozható volna,

a) ha nagyobb intenzitású sugárzóval dolgozánk, mert akkor a behatolt energiaérték is nagyobb lenne,

b) ha párhuzamos sugárnyalábot alkalmaznánk, miáltal a behatolás százaléka növekednék meg és végül,

c) ha a rezgésekeltés nagyobb hőmérsékletű helyen történne, mert akkor bizonyos hőmérsékleti rétegek kiiktatódnának a visszatérítés mechanizmusából, tehát az energia mélyebbre hatolna be a lángba.

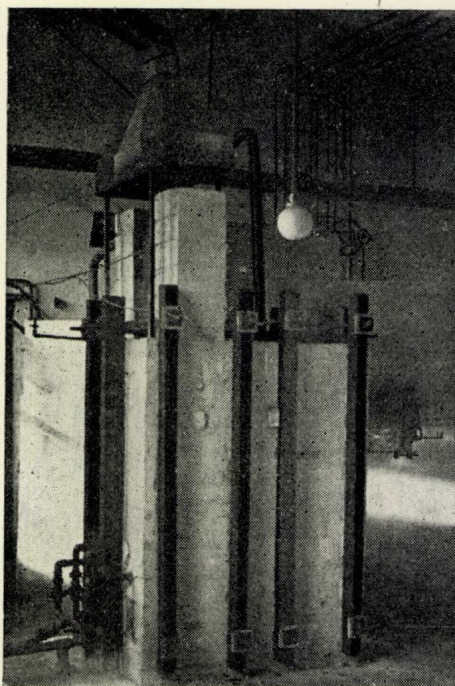
További feladat volna még a turbulens áramlási tartományban történő vizsgálat, valamint a gázárammal bevitt akusztikus energia hatásának megvizsgálása. A kísérletek ilyenirányú folytatása tervbe van véve.

Mivel az eddigi kísérletek a felvetett kérdésre nem adtak határozott választ, az akusztikus energiának a láng felületén okozott hatására csak néhány feltevés tehető.

A rezgési energia hatására a szénszemcsék valószínűleg rezgésbe jönnek és áthatolnak a rezgési amplitúdójuknak megfelelő mélységben a hőmérsékleti rétegeken. A rezgésamplitúdó fokozása tehát mindenképpen jobb hatással kecsegtet. A hatásmechanizmus ilyen értelmezése magyarázza a zömök lángalakban kapott viszonylag kis hatást. Az elégszempontjából ugyanis nem a láng felülete, hanem a szemcséknek a határrétegben való tartózkodási ideje a döntő, amely a szénszemcsék állandó felfelé áramlása miatt a zömök lángban nem lehet nagyobb, sőt inkább kisebb, mint az egyenes lángban.

III.

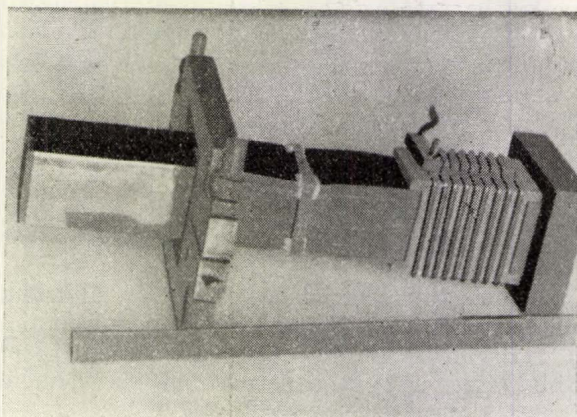
A második kísérletsorozatban az akusztikus energiának a szén kigázosítására gyakorolt hatását vizsgáltuk. A kísérleti berendezés legfontosabb része egy modell desztillációs kemence,



4. ábra. A kísérleti kigázosító kemence. Jobboldalt látható a bevezető hideg csatorna, amelynek végére kerül a besugárzó fej.

amely az óbudai gázgyár nagy kemencéinek 1:10 arányban csökkentett méretében készült (4. ábra). A gáztüzelésű desztillációs kemencében egy-egy kísérlet alkalmával 5 kg szenet gázosítottunk ki. Az összehasonlíthatóság biztosítására azonos kísérletcsoportban nem csak azonos származású, hanem azonos szemcsenagyságú (3–10 mm \varnothing) és lehetőleg azonos nedvességtar-

talmú szénét használtunk. A kemencetér hőmérsékletének mérése pirométerrel és termoelemmel történt. A kigázosítás során nyert gáz először hűtőn és kátránymentesítőn ment keresztül, utána pedig a gázmérőn. A gáz összetételét külön mintavételből párhuzamosan két Orsat-készüléken vizsgáltuk. A gázalkotók meghatározása a szokott abszorpciós reagensekkel, a H_2 és CH_4 meghatározása robbantással, ill. számítással történt.



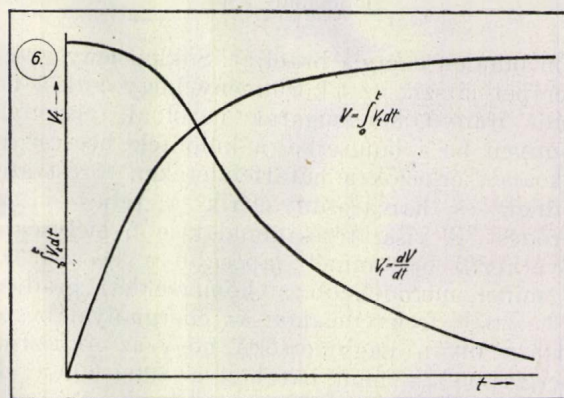
5. ábra. A lemezelt magnetostríkcós besugárzó fej. Teljes hossza 24 cm. A változó mágneses teret létesítő tekercs a jobboldalon látható. A tűztérbe való besugárzás a rezgőfej baloldali végén történik.

A rezgési energiát egy 150 W nagyfrekvenciás teljesítményű generátor szolgáltatatta és megfelelő lemezelt magnetostríkcós sugárzófejek alakították át. Az alkalmazott frekvenciák 15 kc/s, 45 kc/s és külön rezgőfejjel 100 kc/s, a megfelelő intenzitások közvetlenül a sugárzó felület előtt 2,3, 1,7, ill. 1,2 W/cm² voltak. A nagyobbik rezgőfej alaphullámon (15 kc/s) és harmadik felhangján gerjesztve (45 kc/s) működött. Kivitele az 5. ábrán látható.

A kísérletek egyik legnehezebb kérdése az akusztikus energiának a gáztérbe való bevezetése volt. A magnetostríkcós hatás növekvő hőmérséklettel csökken és a Curie-ponton megszűnik, tehát a rezgőfejet alacsony hőmérsékleten (30–60 °C-on) kellett tartani, a rezgőfej és az 1000 °C-os kemencetér között pedig megfelelő hőszigetelésű átvivő közege kellett gondoskodni. A külföldi irodalomból ismert szilárd anyagú csatolók részben technikai okok miatt nem jöhettek számításba, részben pedig azért, mert csak 700 °C-ig alkalmazhatók. A kérdést többszöri próbálkozás után végül is úgy oldottuk meg, hogy a kemence ajtaja elé egy 56 cm hosszú hidegcsatornát építettünk, amit kokszporral töltöttünk meg. A hidegcsatorna kitűnő hőszigetelőnek bizonyult, a káros kátránygázokat is megszűrte, de ugyanakkor az energiaabszorpciót nagymértékben fokozta. Az abszorpció mérésére egy Hughes-féle anyagvizsgáló készüléket használtunk. Frekvenciája 625 kc/s volt, így az általunk

használt tartományhoz képest lényegesen nagyobb energiaelnyelést kellett mérnünk. Az akusztikus energia csökkenése 1 cm vastag kokszrétegben még leolvasható volt a készüléken. Ugyanakkor 2 mm vastag légrétegben már akkora volt az abszorpció, hogy a készülékkel nem lehetett mérni. A számítás és a levegő hangelnyelésének irodalmi adataival való összehasonlítás kb. 20 dB/m csillapítást eredményezett a hidegcsatorna kitöltő anyagára. Ez másképpen azt jelenti, hogy az akusztikus energia 5–10%-a áthatott a kokszrétgen.

A kísérletek során az eredeti gondolatnak megfelelően a kigázosítási diagrammok felvételén volt a hangsúly. Ez a termelt gáz összmenyiségét (az integrálgörbe a 6. ábrán), ill. időegységre eső mennyiségét (a differenciálgörbe a 6. ábrán) mutatja az idő függvényében. Ezenkívül minden esetben meghatároztuk a gáz éghetetlen és éghető összetevőinek térfogatszázalékát, végül pedig a termelt gáz kalóriaértékét. Az éghető összetevők mennyiségéből a gáz fűtőértékét ki lehet számítani. Ez a fűtőérték összehasonlítható kaloriometriás mérések eredményével. Mivel azonban az utóbbiak más mintavételből történtek és csak tájékoztatásul szolgáltak, a durva megegyezést is kielégítőnek találtuk.



6. ábra. A kigázosítás időbeli folyamatának integrál- és differenciálgörbéje.

Vizsgálatok történtek a termelt koksz mennyiségét, összetételét és szilárdságát illetőleg is. Az adatokat az akusztikus energiával besugárzott esetek és a hozzájuk tartozó alkísérletek szerint arányba állítva megfelelő képet nyerünk az akusztikus rezgéseknek a kigázosítást befolyásoló hatásáról.

A kísérletek eredményeinek kiértékelésében a legnagyobb gondot ismét a kis effektus és a nagy szórás okozta. Az eredmények szórásának fő oka a viszonylag kis mennyiségekkel és kis méretekben való dolgozás. A modellnek igen kedvezőtlen volt a térfogat/felület viszonya. További hibaforrást jelentettek a kemencében uralkodó nyomásviszonyok. A felhajtó erő ellen működő ellenállások a kemencében túlnyomásos és megszívott zónákat eredményeztek. A számítások

szerint már 0,01 mm vízoszlop szívás megzavarta a kísérlet lefolyását. Ezt a hibaforrást csak sokkal nagyobb léptékben végzett kísérlettel lehetne kiküszöbölni. Számottevő bizonytalanságot jelentett a kísérlet elején a kemence félpercre tartó feltöltése, a szén nedvességtartalmának ingadozó volta; végül az akusztikus energia változó abszorpciója is. Egymásután végzett alapkísérletek megfelelő adatainak arányba állítása a gáztermelésben 1,3%, az összetételi viszonzszámban 0,6%, a mért kalóriák viszonyában pedig 3,5% átlagos eltérést mutat. A szórás hibák lehetőség szerinti kiküszöbölésére a mérések úgy történtek, hogy egy alapkísérletet mindig két akusztikus kísérlet fogott közre. A megfelelő arányszámokat mindig a szomszéd kísérletek között képeztük.

A kísérletek lényeges eredményei röviden összefoglalva a következők. A 15 kc/s frekvencia hatására nem mutatkozott semmi változás, amit részben azzal lehet magyarázni, hogy a kísérletek alatt a kemencébe füstgáz- és levegőbeszívás történt. A 45 kc/s és 100 kc/s frekvencián végzett kísérletek eredményei nagyjából megegyeznek. A kigázósodás sebessége az akusztikus energia hatására a várt növekedés helyett némileg csökkent. A termelt összes gázmennyiség is 4–5%-kal kevesebb lett. Ugyanakkor azonban a gáz összetétele megváltozott. A változás olyan irányú, hogy az éghető gázalkotók százaléka növekedett, az éghetetleneké csökkent. Ezáltal a termelt kalóriaérték is megnövekedett. Az éghető és éghetetlen gázalkotók hányadosa a gázösszetételi viszonzszám. Ez átlagban 6–8%-kal növekedett meg. A kalórianövekedés nagyobb volt, mint amennyi a térfogatcsökkenést kompenzálja, tehát végeredményben összfüttőértékben többletet nyertünk. Ezeket a megállapításokat 45 kc/s frekvencián végzett 14 mérés és 100 kc/s frekvencián végzett 19 mérés támasztja alá. Ezekhez természetesen 17 alapmérés is járul, mert a gázösszetételi viszonzszámot csak így lehet meghatározni. Az eredményeket az I. táblázatban közöljük. Az első oszlopban a 17 alapmérés középértékeit, a másodikban pedig a 33 besugárzás alkalmával végzett mérések középértékeit tüntettük fel. Az utolsó oszlop a gázösszetételi viszonzszám, amelynek hibája 0,6%, tehát az értékek minden esetben a hibahatár fölött vannak, sőt két esetben, t. i. a N_2 csökkenésében és a C_6H_6 megnövekedésében, egy egész nagyságrenddel nagyobbak.

A táblázat adataiból azt a következtetést vonhatjuk le, hogy az akusztikus energia a szénhidrogének kitermelésében, felépítésében, vagy esetleg lebontásában, továbbá a nitrogén felhasználásában játszik szerepet. A szénhidrogének kitermelésének feltételezése azonban elesik, ha a koks illó tartalmát is megvizsgáljuk. Ebből ugyanis kitűnik, hogy a besugárzott koks illótartalma, sőt nedvességtartalma is lényegesen (20–30%-kal) nagyobb az alapkísérleténél. Szó

lehet azonban a kátrány tartalmának lényeges megváltozásáról, pontosabban a gázkátrány magasabb szénláncú vegyületeinek lebontásáról (krakkolás), amelyet további kísérletekben helyes lenne megvizsgálni. A kátránytartalom csökkenése az akusztikus sugárzás hatására némely esetben mutatkozott ugyan, de ezek az adatok magukban nem elég meggyőzőek. A nitrogén eltűnése nehezen magyarázható; esetleg ammóniaszintézisről lehet szó, amit a gázvíz ammóniatartalmában lehetne kimutatni, vagy olyan nitrogegyületek keletkezéséről, melyek a koksához kötődnek és csak magasabb hőmérsékleten űzhetők ki belőle.

I. táblázat.

Összetevő	Alap	besugárzott	Viszony
	térfogatszázalék	térfogatszázalék	%
CO_2	6,2	6,05	–2,5
O_2	0,6	0,6	0
N_2	34,0	31,3	–8,3
CO	7,8	8,0	+1,5
CH_4	22,0	23,2	+4,8
C_2H_4	2,4	2,5	+4,1
C_6H_6	1,8	2,0	+8,2
H_2	25,0	25,4	+1,6
Összesen	99,8	99,05	–

Magának az akusztikus rezgési energiának a folyamatokra történő hatása a következőképpen képzelhető el. A rendkívül meredek hőfokgradiens, miként a gázláng esetében is, az akusztikus energia behatolását megakadályozza. Az átalakulások tehát a határrétegben folynak le. A hangtér adataiból a rezgő részecskék mozgási adatai ismert módon kiszámíthatók. Eszerint a maximális rezgési sebesség a molekulák kinetikus sebességéhez képest két nagyságrenddel kisebb, a rezgésamplitúdó azonban a molekulák szabad úthosszához képest legalább két nagyságrenddel nagyobb. A rezgő részecske, amely vagy 0,1–0,2 μ átmérőjű molekulacsoport, vagy hasonló nagyságú szén szemcse, lassú de nagy amplitúdójú mozgással tör be másodpercenként 10^5 -szer a nagyobb mozgási sebességű molekulák közé. Ezáltal az ütközési valószínűség megnövekszik.

Az ütközési valószínűség azért lesz ezáltal nagyobb mint az állandó hőmérsékletű térben, mert a hangtérrel együttrezgő részecske molekulának és a hangtér által nem befolyásolt gáz-molekulának a relatív egymás közelében tartózkodási ideje meghosszabbodik. Ugyanez nem volna elérhető a rezgési energiával befolyásolt állandó hőmérsékletű térben sem, mert akkor egyidejűleg teljes részecsketömeg rezgésre volna kényszerítve és a molekulák egymáshoz viszonyított relatív helyzete nem változnék a rezgésmentes állapothoz képest. Végül nem kapjuk meg az

effektust rezgésmentes hőmérsékleti határre-
gekben sem, mert kicsi a valószínűsége, hogy a
molekulák változatlan energiatartalommal jus-
sának be szabad úthosszuknál nagyobb távolságra
egy más hőmérsékletű rétegbe. Az akusztikus
energia tehát jelen esetben majdnem katalizátor-
szerű szerepet játszik, midőn egyik rétegből a
másikba átsegíti a részecskéket. A hatásnak függe-
nie kell a hőmérséklettől, mert a molekulák kine-
tikus sebessége a hőfok függvénye. Figyelembe
kell azonban venni, hogy a lepárlási hőfok a
gázösszetételt is befolyásolja. A kétféle befolyás

szétválasztására két új kísérletsorozat volna
szükséges. A hatásban a másik, mégpedig a lénye-
gesebb szerepet a rezgésamplitudó nagysága
játssza. Ezért végső következtetésként még meg-
állapíthatjuk, hogy nem az egészen nagyfrekven-
ciájú ultrahangoktól, hanem a kisebb frek-
venciájú, de nagy rezgésamplitudójú szuper-
hangoktól várhatjuk az ismertetett hatások foko-
zását és gyakorlati felhasználásának lehetőségét.

Tarnóczy Tamás
és Somhegyi Károly

A béta-bomlás és a neutrínó

A β -bomlás energiaviszonyai

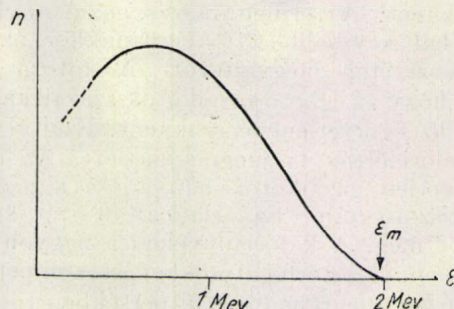
A klasszikus fizika legátfogóbb érvényű tör-
vénye az energiamegmaradás tétele. A századunk-
ban kifejlődött új elméletek számos klasszikus
törvényt átértékeltek, sőt elvetettek, de az
energiamegmaradás tételének érvényességét mind
a relativitáselmélet, mind a kvantumelmélet fennt-
tartotta. A kvantummechanika egyik legelsőnek
felismert törvényszerűsége, a Bohr-féle frekvencia-
feltétel éppen az energia megmaradását fejezi ki:

$$E - E' = h\nu.$$

(A fénykvantumot emittáló atom E energiájának
és a visszamaradó atom E' energiájának különb-
sége egyenlő a kisugárzott foton $h\nu$ energiájával,
 h a Planck-állandó, ν a frekvencia.) Mivel az
atomok energiája csak meghatározott diszkrét
 E_1, E_2, E_3, \dots értékeket vehet fel, a kisugárzott
fénykvantum energiája, így frekvenciája sem
lehet akármekkora. Ez vezetett az atomszínképek
vonalas szerkezetének magyarázatára. A vonalas
spektrum nem kizárólag az atomokra és moleku-
lákra jellemző. A természetes rádióaktivitás során
fellépő γ -sugárzás vonalas színképe azt mutatja,
hogy az atommagok energiája is kvantált, az is csak
bizonyos meghatározott értékeket vehet fel. Ha-
sonló a helyzet a korpuszkuláris (He-atommagok-
ból álló) α -sugárzásnál is.

Mindezekről eltérő sajátosságokat mutat a
 β -bomlás, az atommagnak elektron- vagy pozitron-
emisszióval történő átalakulása. 1914-ben Chad-
wick megállapította, hogy azonos β -aktív atom-
magokból kilépő elektronok kinetikus energiája nem
meghatározott (egy vagy több) érték, hanem
folytonos eloszlást mutat. Az In^{114} atommagok
által emittált leggyorsabb elektronok energiája
eléri a 2 MeV-ot, de az elektronok nagyobbik fele
1 MeV-nál kisebb energiával repül ki a magból.
Az elektronkilépést vagy nem kíséri γ -sugárzás,

vagy vonalas γ -spektrum figyelhető meg.
Ezért nem lehet arra gondolni, hogy az elektron-
ra a felszabaduló energia törtrésze jut, a fent-
maradó részt pedig a γ -sugárzás viszi magával¹.



In^{114} által emittált elektronok energiaeloszlása

Érdekes jelenséggel állunk szemben: A mag
által leadott energia mennyiségét a kezdeti és
végső atommag energiatartalma meghatározza.
Ez mindig ugyanaz a tömegspektroszkópiailag
meghatározható érték. A kirepülő elektron ener-
giája azonban nem egyezik meg az atommag
energiavesztésével, hanem változó. Elképzel-
hető, hogy kilépéskor az elektronok energiájuk
egy részét az anyagon való áthaladás során a
környező atomoknak leadják. Ezt kísérletileg
meg lehet vizsgálni. Ellis és Wooster 1927-ben
a következő mérést hajtották végre: Ólomse-
rénybe zártak RaE -készítményt. A kirepülő elek-
tronokat az ólomköpeny elnyelte és ennek hatására
felmelegedett. Természetesen a hőfejlődéshez az
elektronok által a környező atomoknak átadott

¹ Rádióaktív átalakulások során észleltek az atomból
diszkrét energiákkal kilépő elektronokat is, de ezt a
folyamatot nem kísérte a rendszám megváltozása.
Az ilyen *belső átalakulásnál* a magból γ -kvantum lép ki,
ezt a magot körülvevő elektronburok rögtön abszorbeálja,
a gerjesztési energia hatására az elektronburokból lép ki
elektron.

energia is hozzájárult. Várható volt, hogy a megmért felmelegedésből számítva egy bomlásra eső energia a RaE -ből kilépő elektronok maximális (azaz teljes) $\varepsilon_m = 1,05$ MeV energiájával egyezték meg. A kutatók azonban azt észlelték, hogy az egy bomlásra eső energiameennyiség átlagban $0,34 \pm 0,04$ MeV, ami a maximális energiának mindössze $1/3$ része és a kilépő elektronok $\bar{\varepsilon}$ közepes energiájával egyenlő. A kísérletet azóta számosan megismételték, fokozódó pontossággal, hasonló eredménnyel. Ebből az látszik, hogy β -bomlásnál a kilépő elektron által elvitt energia nem lehet egyenlő az atommag energiavesztésével, hanem attól kisebb-nagyobb, mindenesetre változó mértékben eltér.

Bohr mindebből arra következtetett, hogy az energiamegmaradás tétele egyes β -folyamatoknál nem tartható fenn. Azon véleményének adott kifejezést, hogy az energia megmaradása a klasszikus fizika számos más tételéhez hasonlóan nem szigorú természettörvény, hanem csak statisztikusan érvényes. Egy atommag energiacsökkenése a β -elektronok $\bar{\varepsilon}$ közepes energiájának felel meg, azonban a kirepülő elektronok energiája nem pontosan ennyi, hanem szórást mutat. Sok bomlásra közepelve, makroszkópiusan érvényesnek adódik az energiamegmaradás tétele is. Azt a kérdést, hogy miért csak a β -bomlásnál észlelhető az energiátörvény statisztikus jellege, Landau a következőképpen válaszolta meg: A kistömegű elektronnál ezek a statisztikus ingadozások még megfigyelhetők, mintegy a Brown-mozgás analógiájára, a lényegesen nehezebb α -rész azonban már klasszikusan tárgyalható: a 8000-szer nagyobb tömeg maga »kiközepeli« az energiaszórást.

Az egyes atommagok energiavesztésének pontos értéke tömegspektroszkóppal vagy más módon meghatározható. Ily mérést többen végeztek, a legutóbb 1947-ben Frank, 1948-ban Hughes és Eggler. A kísérletekről most csak annyit mondunk, hogy a kiindulási és elbomlott mag kötési energiájának különbsége (néhány KeV pontossággal) az elektron nyugalmi energiájának és a β -elektronok maximális kinetikus energiájának összegével volt egyenlő:

$$E - E' = mc^2 + \varepsilon_m > mc^2 + \varepsilon \quad (I)$$

(m az elektron tömege, c a fénysebesség). Ebből pedig az látszik, hogy az atommag több energiát veszít, mint amennyit az elektron magával visz. Nem arról van szó, hogy az energia-megmaradás statisztikusan igaz, hanem úgy látszik, hogy a β -bomlás során energiavész el.

Egy másik jelenség még súlyosbítja a problémát. Ismeretes, hogy az atommagok impulzusmomentuma $\hbar/2\pi$ egységekben egész szám akkor, ha az atommag tömegszáma páros, feles szám akkor, ha a tömegszám páratlan. Mivel pedig az elektron kilépésekor az atommag tömegszáma nem változik, az atommag impulzusmomentuma (spinje) továbbra is egész, ill. feles marad. Ez

összhangban volna az impulzusmomentum megmaradásának tételével, ha a kirepülő elektronnak nem volna spinje. Azt azonban tudjuk, hogy az elektron minden körülmények közt visz magával $1/2$ impulzusmomentumot, ezért azt kellene várunk, hogy β -bomlaskor az egész spinű atommagok felesre, a feles spinűek egészre változzanak. Ez nem következik be. A β -bomlás nemcsak az energia, hanem az impulzusmomentum megmaradásának tételét is megsérti: $1/2$ spin hiányzik minden β -átalakulásnál.

A neutrínó

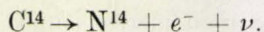
Ilyen előzmények után 1931-ben egy Pasadénában rendezett fizikai kongresszuson Pauli a β -bomlás problémájának a következő magyarázatát adta: a β -bomlás pillanatában az atommagból nem egyedül az elektron repül ki, hanem még egy $1/2$ spinű részecske is, az viszi magával a hiányzó energiát és impulzusmomentumot. Tekintettel arra, hogy Ellis és Wooster kalorimétere ezt az energiát nem mérte, ennek a részecskének igen nagy áthatolóképességgel kell rendelkeznie. Nem lehet pl. elektromos töltése, mert akkor ionizálná pályája mentén az atomokat és csakhamar lefékeződne. (A töltésmegmaradás törvénye is megkívánja a részecske elektromosan semleges voltát.) Ezért ez a részecske nem azonosítható az akkor ismert két elemi rész (elektron és proton) egyikével sem. Pauli elektromosan semleges saját-sága alapján ezt a harmadik elemi részt *neutronnak* nevezte el. A részecske tömege nem lehet nagyobb az elektron tömegénél, mert az ennek megfelelő nyugalmi energia hiányozna az (I) egyenletben felállított energiámérlegből. Pauli feltételezte, hogy a részecskének mágneses momentuma van és kilépése előtt mágneses erők tartják az akkor még elektronokból és protonokból állónak képzelt atommagban. Pauli feltevését nem sikerült rövid időn belül kísérletileg kétségeket kizárva igazolni. Ez azt eredményezte, hogy a következő évben Chadwick által kimutatott semleges nehéz részecske vált közismertté *neutron* név alatt, a Pauli-féle részecske név nélkül maradt. Perrin a részecske nyomára vezető problémákra utalva az *ergon* nevet javasolta, de végül is Fermi nyomán a neutron olaszosan kicsinyített alakja, a *neutrínó* név terjedt el.

A neutrínó sorsa sokban különbözik a többi elemi rész történetétől. Noha ma már tucatnál jóval több elemi részt ismerünk, mégis a harmadiknak »megismert« neutrínó maradt a legrejtélyesebb. Ma többet tudunk az egy évvel ezelőtt felfedezett π -mezonról, mint a 20 évnél öregebb neutrínóról (1).

A Pauli által felfedezett részecskének legjellegzetesebb tulajdonsága rendkívüli áthatolóképessége. Ellis és Wooster kísérletei megmutatták, hogy ólomfal nem tudja feltartóztatni. Chadwick és Lea ionizációs kamrával 1934-ben

kimutatták, hogy a neutrínó levegőben 150 km utat is megtesz anélkül, hogy egy atomot ionizálna. Egy évvel később elvégzett kísérletében Nahmias 91 cm vastag ólomfalban nem észlelt abszorpciót, ami 300000 km levegőben megtett útnak felel meg. Ha a neutrínónak számottevő mágneses momentuma volna, mágneses tere révén hatnia kellene az atomok elektronjaira. Tegyük fel, hogy a neutrínó feltételezett mágneses momentuma az elektronénak x -szerese. Ekkor 1 km levegőben megtett út alatt a részecskének átlagban $103x^2$ ionpárt kellene létrehoznia. Nahmias eredményével összevetve arra a következtetésre kell jutnunk, hogy a neutrínó mágneses momentuma nem érheti el az elektron momentumának ötezeredét sem ($x < 1/5600$). Minden valószínűség szerint a töltéssel együtt a mágneses momentum is zérus.

Több mérés tűzte ki céljává a neutrínó tömegének meghatározását is. 1948-ban Hughes és Egger, 1949-ben Schoupp, Jennings és Sun a C^{14} izotóp β -bomlásának energiaviszonyait vizsgálták.



A bomlás folyamán a C^{14} - és N^{14} -magok kötési energiájának különbsége, ΔE fedezi az elektron és neutrínó nyugalmi energiáját, valamint együttes kinetikus energiájukat. Az utóbbi megegyezik a kirepülő elektronok maximális kinetikus energiájával.

$$\Delta E = mc^2 + m_\nu c^2 + \varepsilon_m. \quad (II)$$

(m_ν -vel a neutrínótömeget jelöltük.) Mivel m ismeretes és ε_m is megmérhető, m_ν meghatározásához csak a kötési energiák ΔE különbségét kell ismernünk. E célból a kutatók a következő magátalakulást vizsgálták:



Itt a beeső neutron E_n kinetikus energiájának és a neutron protonhoz viszonyított tömegfebbletében rejlő energiának kell fedeznie a kötési energia megnövekedését és a proton E_p kinetikus energiáját.

$$E_n + (M_n - M_p)c^2 = \Delta E + E_p. \quad (III)$$

A (II) és (III) egyenletből ΔE kiküszöbölhető és így m_ν meghatározása — a többi tömeg ismeretében — kinetikus energiák mérésére redukálódott. A ködkamrában elvégzett mérések tanúsága szerint m_ν biztosan kisebb, mint az elektrontömeg 1/100 része.

A β -bomlás elmélete lehetővé teszi a neutrínó-tömeg meghatározását a magból kilépő elektronok energiaeloszlásából is. Mindmáig ez a közvetett mód szolgáltatja a legpontosabb adatokat. A triton (hármass H-izotóp) β -spektrumából 1949–1951-ben végzett mérések alapján a neutrínó és elektron tömegviszonya 1/1000-nél kisebbnek adódott. Általánosan elfogadott az a nézet, hogy

a neutrínó nyugalmi tömege zérus, akárcsak a fotoné. (Ebből következik, hogy a neutrínó fénysebességgel mozog és bizonyos értelemben inkább a sugárzás egy fajtájának, mint részecskének tekinthető). A fotonról mindenesetre megkülönbözteti, hogy míg a foton spinje 1, a neutrínóé 1/2, tehát a neutrínó a fotonnal ellentétben alá van vetve a Pauli-féle kizárási elvnek.²

Az eddig ismert kísérletek lényegében mind negatív eredménnyel jártak. Van azonban egy kísérletsorozat, amelynek eredménye bizonyos mértékig pozitívnak tekinthető. Ezek az úgynevezett *visszalökés-mérések* (2). A β -bomlás pillanatában feltevésünk szerint a mag egy elektront és egy neutrínót dob ki magából. Mindkét rész MeV nagyságrendű energiát visz magával, tehát számottevő impulzussal kell rendelkezniük. Az impulzusmegmaradás tétele szerint a két részecskét »kilövő« magnak a bomlás pillanatában vissza kell lökődnie. Az elektromosan töltött, tehát ionizáló elektron és atommag impulzusa többféleképpen, pl. ködkamra-technikával mérhető. Ha a neutrínó-hipotézis helyes, akkor a két impulzus összegének nem kell zérust adnia, mert a neutrínó is vitt magával impulzust. A két megmért impulzus a neutrínó-impulzust meghatározza. A neutrínó energiájának és impulzusának ismeretében a neutrínó tömegének direkt meghatározására is lehetőség nyílt.³

A visszalökés-mérések pontos keresztülvitelét megnehezíti az a körülmény, hogy az elektronnal sokezerszerre nehezebb atommag a visszalökés során elég kis energiát (néhány eV) kap. Ezért az első mérések csak kvalitatív eredménnyel jártak. 1936-ban Leipunski a pozitron-aktív C^{11} -izotóppal végzett méréseket. A fémlapra felvitt preparátumból kirepülő pozitronok és atommagok impulzusát fékező elektromos téren való áthatolóképesség alapján, számlálócsővel mérte. Fejlődést jelentett Crane és Halpern technikája, 1939-ben. A gázalakú Cl^{33} használata lehetővé tette ködkamra alkalmazását és így egyes átalakulásokat vizsgálhattak. Mindkét mérés mutatta, hogy ha nem fogadjuk el a neutrínó-feltevést, az energia és impulzusmomentum mellett az impulzus megmaradásának tételével is összeütközésbe kerülünk.

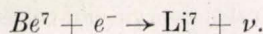
Kvantitatív mérés lehetőségét teremtette meg a β -bomlás harmadik változatának felfedezése (3). A természetben is, de mesterségesen előállított atommagoknál méginkább előfordul, hogy az atommagnak nagyobb az elektromos töltése (rend-

² Oppenheimer a Be^{10} izotóp anomálishan hosszú élettartamát azzal próbálta elméletileg indokolni, hogy a neutrínó spinje 3/2. Csakhamar kiderült azonban, hogy ezt a feltevést más jelenségek megcáfolják.

³ A relativitáselmélet szerint egy részecske E energiája, p impulzusa és M nyugalmi tömege közt mindig fennáll a következő összefüggés:

$$E^2 = p^2c^2 + M^2c^4.$$

száma), mint ami a legstabilabb állapotnak megfelel, azonban mégsem rendelkezik akkora energia-többlettel, hogy 0,5 MeV nyugalmi energiával bíró pozitront emittálva alacsonyabb rendszámú, energetikailag stabilisabb maggá alakuljon át. (Ha van is elég energiája, oly kevéssel lehet a pozitron-emisszió 0,5 MeV küszöbenergiája felett, hogy a β -bomlás pozitron-emisszióval igen lassan megy végbe). Másrészt a kvantummechanikából ismeretes, hogy az atomburok legbelső, K -héjában lévő elektronja véges valószínűséggel tartózkodhatik az atommag közvetlen közelében. Möller felvetette annak lehetőségét, hogy az atommag ezt a negatív töltésű elektront befogva csökkentheti pozitív töltését. Az impulzummomentum megmaradásának biztosítására itt is fel kell tételezni, hogy a K -elektron befogását neutrínó-emisszió kíséri, pl.:



A neutrínó viszi magával a felszabaduló mag-energián kívül a befogott elektron nyugalmi energiáját is. Ezt a K -befogásnak nevezett folyamatot 1937-ben sikerült kísérletileg is kimutatni.

A K -befogás érdekességére visszalökési kísérletek szempontjából Alihanov hívta fel a figyelmet. K -befogásnál ugyanis a befogó atommag és a befogó elektron egy atom kötelékébe tartozik, az atom kötelékéből csak a neutrínó lép ki, tehát ha észlelünk atommag-visszalökődést, az teljes egészében a neutrínótól származik. A mag által felvett impulzus a neutrínóimpulzusának — 1-szerese. Mivel pedig a neutrínó energiája a kötési energia megváltozásából és az elektron nyugalmi energiájából tevődik össze, a K -befogás során minden neutrínó *ugyanazzal az energiával és impulzussal* repül ki, ugyanakkora impulzussal lökődik tehát vissza minden mag is. Alihanov mutatott rá, hogy ilyen mérésekre a Be^7 -izotóp különösen alkalmas, mert kizárólag K -befogással bomlik. Ezt felhasználva Allen végzett méréseket 1942-ben. A platinára lecsapatott Be^7 -bevonatból visszalökés következtében kirepülő magok impulzusát mérte meg elektromos téren való áthaladási képességük alapján. Az ionok kinetikus energiájuk egy részét a felület elhagyása során elvesztik. A mérés szerint a megfigyelt legnagyobb kinetikus energia 48 eV volt. Zérus nyugalmi tömegű neutrínó kilépését tételezve fel 58 eV volna várható. (A neutrínóra 0,87 MeV jut.) Ez a kilépési munka okozta mérési hibát figyelembe véve jól egyezik Allen eredményével. A mérést tökéletesebb technikával megismételte Davis 1952-ben. Mérési pontossága a neutrínótömeg megbecsülését is lehetővé tette: annak felső határául az elektrontömeg $1/4$ -e adódott. Ez nem éri el más mérések pontosságát, viszont azoknál közvetlenebb meghatározási mód.

A mérés technika másirányú fejlesztését jelentette Jacobsen és Kofoed-Hansen kísérlete 1945-ben.

Klasszikusan egyszerű fékező tér-módszeren alapuló berendezésükkel gázalakú Kr^{88} -izotópot használva a visszalökött magok impulzus-eloszlását mérték ki. Ez teljesen egyezett a neutrínó-feltevésen alapuló elmélet szerint várható eloszlással. Sherwin 1948-ban koincidenca-berendezéssel észlelte a P^{32} β -bomlásánál keletkezett elektronokat és visszalökött magokat. Sikerült kimutatni, hogy a visszalökés nem az elektronkilépés irányával ellentétesen következik be. Kísletetett koincidenzával a visszalökött magok sebességének és a visszalökés irányának összefüggése is meghatározható volt.

A visszalökési kísérletek a legszemléletesebb, mégis elég közvetett bizonyítékai a neutrínó létezésének. Az relativisztikus okokból is várható volt, hogy energia »eltűnését« impulzus »eltűnésének« kell kísérnie a β -bomlás során. A visszalökési kísérletek ennél többet nem bizonyítanak, neutrínó-tömeg meghatározására pedig nem elég pontosak. (Bohr említett feltevése szerint az energia-megmaradás tétele mellett az impulzus-megmaradás is csak statisztikusan volna érvényes.) A visszalökési kísérletek végeredményben lényegesen új ismeretet nem hoztak. A neutrínó létezését minden kétséget kizáróan csak direkt hatások bizonyíthatnák be: az, ha a szabad neutrínó a keletkezése helyétől távol hozna létre valamilyen megfigyelhető jelenséget. Vizsgáljuk meg, milyen hatást várhatunk. Láttuk, hogy K -befogásnál az atommag befog egy elektront és kisugároz egy neutrínót. A magreakciók megfordíthatósága alapján elvárható, hogy ez a folyamat fordítva is végbemehet: a neutrínó — ha elég nagy az energiája — képes lehet az atommagot elektron-emisszióra készíteni. Ilyen indukált emisszió példája lehet



Crane megmérte ennek a feltételezett reakciónak a hatáskeresztmetszetét. $NaCl$ -ot neutrínókkal »sugárzott be«, a feltételezés szerint keletkezett rádióaktívként $BaSO_4$ alakjában csapatta le. A csapadék rádióaktivitásának kimérése azt mutatta, hogy a befogás hatáskeresztmetszete — ha az egyáltalán bekövetkezik — kisebb 10^{-30} cm^2 -nél. Tekintettel arra, hogy az atommag geometriai keresztmetszete 10^{-25} cm^2 körül lehet, a fenti eredmény szemléletesen azt jelenti, hogy az atommag a neutrínók számára átlátszó: Atommagon áthaladó 100 000 neutrínó közül még egy sem abszorbeálódik.

A neutrínó létezését kimutató bizonyítékok ilyen hiányos volta érthetővé teszi azt, hogy sokan kételkedtek a Pauli által feltételezett részecske realitásában. Dirac még 5 évvel a neutrínó-hipotézis felállítását követően is inkább volt hajlandó lemondani az energia- és impulzus-megmaradás tételének szigorú érvényességéről, mint feltételezni egy ilyen végletekig megfigyelhetetlen részecskét. Ha azonban ma kezünkbe vesszünk egy könyvet vagy folyóiratot, olvashatjuk,

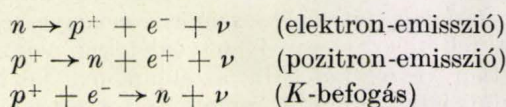
hogy a neutrínó létezését általánosan elfogadják, magátalakulásoknál és máshol figyelembe veszik, noha — mint a felsorolt kísérletek mutatják — a tapasztalati alap az utolsó 15 évben jelentősen nem gazdagodott, ma sincs a neutrínó létezését kétségtelenül bizonyító kísérletünk. Ennek a fordulathoz két oka van, mindkettő elméleti, elvi természetű.

A β -bomlás elmélete

Mikor Pauli a neutrínó-feltevését felállította, úgy gondolta, hogy az elektron a neutrínóval együtt készen van az atommagban és azt a bomlás pillanatában elhagyja. Ez a felfogás nem volt soká fenntartható. Az atommagok spinjével és a kvantummechanika alaptörvényeivel kapcsolatos nehézségek rámutattak arra, hogy a magban elektronok és más könnyű részek tartósan nem létezhetnek. Röviddel a neutron felfedezése után Ivanenko és Heisenberg megoldották az atommag összetételének problémáját: a mag protonokból és neutronokból (közös néven nukleonokból) áll. Ez megszüntette az említett nehézségeket, de egyidejűleg felvetette a kérdést: hogy léphet ki a magból elektron és neutrínó, ha azelőtt nem volt benne?

Az a körülmény, hogy a két részecske a β -bomlás pillanatában látszik keletkezni, éles ellentétben áll az eredeti Schrödinger-féle kvantummechanika felfogásával, mely szerint az elektronok száma, általában az elemi részek száma állandó. A kvantumelmélet további fejlődése, elsősorban a kvantumelektrodinamika kiépítése szükségessé tette olyan elméleti módszer kidolgozását, mely képes számat adni elemi részek keletkezéséről és eltűnéséről is. Legelső példa erre a foton volt, mely az emisszió pillanatában keletkezik és az abszorpció után megszűnik létezni. A feladatot a térkvantálás (második kvantálás) néven ismert kvantumelméleti módszer oldotta meg. Enrico Fermi ismerte fel a fényemisszió és a β -bomlás során bekövetkező elektronemisszió hasonlósága alapján, hogy az erőterek kvantumelméletének módszere az elektromágneses sugárzás tárgyalásán kívül a β -bomlás tárgyalására is alkalmas (4).

Fermi feltételezte, hogy a nukleonok ugyanúgy képesek elektronemisszióra, mint az elektromos töltéssel bíró részecskék fényemisszióra. Egy különbség mégis van: Az impulzusmomentum megmaradása megengedi, hogy pl. az elektron egy fénykvantumot emittáljon, a nukleonoknak azonban az elektron kibocsátással egyidőben egy neutrínót is kell kisugározniuk. Ez a kettős emisszió a magban lévő protonok és neutronok egymásba való átalakulásával jár együtt:



Az elektron foton-emittáló készségét azzal juttatjuk kifejezésre, hogy az elektronhoz elektromágneses teret rendelünk. Azt mondjuk, hogy az elektron az elektromágneses térrel kölcsönhatásban áll, ami például abban nyilvánul meg, hogy ha az elektront elektromágneses térbe helyezzük, helyzeti energiára tesz szert. Φ -vel jelölve az elektromágneses tér potenciálját, ϱ -val az elektron-sűrűséget ($\int \varrho dv = 1$, ha az egész térre integrálunk), e -vel annak elektromos töltését, a kölcsönhatási energia

$$V = e \int \varrho(\mathbf{r}) \Phi(\mathbf{r}) dv.$$

Ha a ϱ -sűrűség csak egy \mathbf{r}_0 hely közvetlen közelében különbözik zérustól és itt Φ nem nagyon változik (az elektron pontszerű),

$$V = e \Phi(\mathbf{r}_0) \int \varrho(\mathbf{r}) dv = e \Phi(\mathbf{r}_0),$$

az elektron helyzeti energiája a töltés és az elektron helyén érvényes potenciál szorzata. A kvantumelmélet hasonló eredményre vezet, csak ott a ϱ -sűrűséget az elektron ψ állapotfüggvényéből képezzük:

$$\varrho = |\psi|^2.$$

Hogyan kell leírunk ennek mintájára a β -bomlást? Azt kell mondanunk, hogy a magban lévő nukleonok maguk körül egy *elektronteret* és egy *neutrínóteret* létesítenek, az elektrontér energiakvantumait, az elektronokat, és a neutrínótér kvantumait, a neutrínókat a nukleonok emittálni és — amint a K -befogás mutatja — abszorbeálni képesek. Figyelembe kell vennünk azonban az impulzusmomentum megmaradását, ezért a kölcsönhatás a két térrel csak *egyidejűleg* következhetik be. Jelöljük ψ -vel az elektrontér, φ -vel a neutrínótér potenciálját, ϱ -val a nukleonsűrűséget. A nukleon és az elektron-neutrínó-terek kölcsönhatási energiáját a következőképp kell felírni:

$$V = \int \varrho(\mathbf{r}) \psi(\mathbf{r}) \varphi(\mathbf{r}) dv.$$

Lényeges, hogy az energiaképletben két potenciál szorzata szerepel. Ez azt eredményezi, hogy egy nukleon csak akkor lép a két térrel kölcsönhatásba, ha *mindkét* tér potenciálja különbözik zérustól. Ez az impulzusmomentum megmaradás által felállított követelmény elméleti megfogalmazása. Az f állandó a nukleon és a két tér közt fellépő csatolás erősségét szabja meg. Nagy állandó nagy kölcsönhatási energiát, erős csatolást jelent, kis állandó gyöngét. (Szerepe ugyanaz, mint az elektromágneses kölcsönhatásnál az elektromos töltésnek). Az eredmény a kvantummechanikába is átvihető, mindössze az a változás, hogy ott — neutron és proton egymásba való átalakulását kifejezésre juttatandó — ϱ a proton és neutron állapotfüggvényének szorzataként állítandó elő:

$$\varrho = \Psi_p \Psi_n.$$

A két állapotfüggvény csak a magon belül különbö-

zik zérustól. Ha a ψ és φ potenciálok ezen a térszéken nem változnak jelentősen,

$$V = f \int \Psi_p \Psi_n \psi(r) \varphi(r) dv = f \psi(r_0) \varphi(r_0) M,$$

ahol r_0 a mag koordinátáit jelöli és

$$M = \int \Psi_p \Psi_n dv.$$

Természetesen M különbözik egytől, de ha a magban a proton- és neutron-eloszlás hasonló, egyhez közel eső érték lehet⁴.

Eddigi eredményeink képessé tesznek a β -bomlás jellegzetes sajátosságainak tárgyalására. A kvantumelméleti perturbációszámítás szerint annak valószínűsége, hogy 1 sec-on belül egy ε energiájú elektron és egy ε_ν energiájú neutrínó kisugárzása bekövetkezzék,

$$W = \frac{4\pi^2}{h} |V|^2 N(\varepsilon, \varepsilon_\nu). \quad (IV)$$

$N(\varepsilon, \varepsilon_\nu)$ jelenti a megfelelő energiájú elektronok és neutrínók számára kibocsátás után rendelkezésre álló kvantumállapotok számát. Ha az ε elektron-energiát megadjuk, az energiamegmaradás törvénye az ε_ν neutrínóenergiát meghatározza. Ez azt jelenti, hogy ismerjük, miként függ az elektron-emisszió valószínűsége az elektron energiájától. Ennek alapján kiszámítható, hogy pl. 1000 kirepülő elektron közül hány fog olyan energiával rendelkezni. Eredményünk összehasonlítható a tapasztalattal, hiszen a (IV) kifejezésben szereplő mennyiségek energia-függése ismert. Az elméletileg levezetett energiaeloszlás jól egyezik a mérési eredményekkel, melyek közül egyet ábránk is feltüntet.

W ismeretében a λ rádióaktív bomlási állandó kiszámítása is lehetséges, hiszen λ annak a valószínűsége, hogy az atommag 1 sec alatt elektront emittáljon. λ tehát W integrálja a szóbaeső összes energiákra:

$$\begin{aligned} \lambda &= \int_0^{\varepsilon_m} W(\varepsilon) d\varepsilon = \\ &= \frac{4\pi^2}{h^2} f^2 |M|^2 \int_0^{\varepsilon_m} |\psi(r_0)|^2 \cdot |\varphi(r_0)|^2 \cdot N(\varepsilon) d\varepsilon = \\ &= \frac{4\pi^2}{h} f^2 |M|^2 F(\varepsilon_m). \end{aligned}$$

(A képletben szereplő integrált — mely ε_m imert függvénye — F -fel jelöltük.) A bomlási állandóból a T felezési idő ismert módon adódik:

$$T = \frac{\log 2}{\lambda} = \frac{h \log 2}{4\pi^2 f^2 |M|^2 F(\varepsilon_m)}.$$

Így az egyes rádióaktív magok felezési ideje is kiszámítható, csak ε_m maximális elektron-energia megfigyelt értékét kell behelyettesíteni. A számí-

táshoz azonban ismerni kellene az f csatolási állandó értékét. Sajnos, ezt közvetlen mérésekből nem tudjuk meghatározni, ellentétben az elemi részek elektromos töltésével, egyszerűen azért, mert nem tudunk elég erős makroszkópikus elektron- és neutrínó-teret létesíteni. De ez a körülmény nem okoz nehézséget, az elmélet helyes vagy helytelen volta, más módon is ellenőrizhető. Ha Fermi elképzelése helytálló, az

$$f^2 = \frac{h \log 2}{4\pi^2 |M|^2 FT} \quad (V)$$

kifejezés értékének minden magra ugyanannak kell lenni. Sajnos, az $|M|^2$ faktor értéke bizonytalan, mert nem ismeretes a nukleonok magon belüli eloszlásfüggvénye. Feltehető azonban, hogy azonos szerkezetű magokra M értéke kb. állandó. A fenti kifejezésben magra jellemző adat egyedül F és T . Ha ezek szorzata állandó, f^2 is az (eltekinthetve az M okozta bizonytalanságtól). Táblázatban közöljük a T felezési időn kívül az FT kifejezés értékét olyan magokra, melyekben a protonok száma eggyel nagyobb, mint a neutronoké és pozitron-emisszióval bomlanak. Látható, hogy amíg a felezési idő 1000-szeresére nő, addig — két csekély kivételtől eltekintve — FT csak egy kettős faktoron belül ingadozik. Ez a kis ingadozás M változására vezethető vissza.

I. táblázat

Bomlás	T	FT
Sc ⁴¹ → Ca ⁴¹	0,9 sec	3,95
A ³⁵ → Cl ³⁵	1,9	4,97
S ³¹ → P ³¹	2,4	4,93
P ²⁹ → Si ²⁹	4,6	5,47
Si ²⁷ → Al ²⁷	4,9	5,11
Al ²⁵ → Mg ²⁵	7,0	3,46
Mg ²³ → Na ²³	11,6	4,45
Na ²¹ → Ne ²¹	23	7,68
Ne ¹⁹ → F ¹⁹	20	2,65
F ¹⁷ → O ¹⁷	64	1,95
O ¹⁵ → N ¹⁵	125	5,99
N ¹³ → C ¹³	608	7,34
C ¹¹ → B ¹¹	1230	4,82

Az adatok azt mutatják, hogy Fermi elmélete képes a β -aktív anyagok felezési idejének kiszámítására, hiszen FT állandó volta folytán F -be az illető mag maximális ε_m energiáját helyettesítve T minden nehézség nélkül megkapható. Mindössze M határozatlan volta okozhat némi hibát. Az elmélet

⁴ A ψ és φ potenciálok konkrét alakját az $\frac{1}{2}$ spinű részecskék állapotegyenlete, a Dirac-egyenlet határozza meg ugyanúgy, mint az elektromos potenciált a Maxwell-egyenlet.

teljesítőképességét csak egy példán mutatjuk be. A neutron tömege kb. $1\frac{1}{2}$ elektrontömeggel nagyobb egy proton és egy elektron együttes tömegénél. Ebből az látszik, hogy a szabad neutron, mely nincs az atommag kötelékében, elektron kibocsátása közben protonná alakulhat át, miközben $\varepsilon_m = 3/4$ MeV energia szabadul fel. A fenti képlet segítségével a feltételezett neutronbomlás felezési ideje kiszámítható volt és az 25 percrek adódott. A legutolsó években atommáglyák által termelt nagyintenzitású neutronsugárzás vizsgálatával sikerült a neutron bomlását valóban kimutatni, a felezési idő a mérés hibahatárán belül egyezik a számított értékekkel.

Az elmélet itt megismert formájában a relativitáselmélet invariancia-követelményeinek nem tesz eleget. Fermi eredeti dolgozatában az elmélet egy lehetséges relativisztikus megfogalmazását adta. A relativisztikus tárgyalás egyik előnye, hogy számot ad az invariancia-tulajdonságokkal kapcsolatosan a spin viselkedéséről is. Fermi számítása azt mutatta, hogy a β -emisszió során a mag spinjének nem szabad változnia. (Ez azt jelenti, hogy a keletkező elektron és neutrínó mindig ellentétes spinnel hagyja el az atommagot, ellenkező esetben az M integrál szimmetriakokból zérus, a kvantumátmenet tiltott). Ismeretesen azonban olyan β -átalakulások is, melyek során a magspin megváltozik. Ilyen például a $\text{He}^6 \rightarrow \text{Li}^6$ elektronbomlás, melynek során a 0 spinű He -izotóp 1 spinű lítiummá alakul át. Ezeket a Fermi szerint tiltott és mégis bekövetkező átmeneteket figyelembevéve Gamow és Teller a β -bomlás olyan elméletét dolgozták ki, melyben az egyező elektron- és neutrínó-spin (és ennek megfelelően a magspin megváltozása is) megengedett. A kölcsönhatási energia szerintük

$$V = f \int (\Psi_p \vec{\sigma} \Psi_n) \cdot (\psi \vec{\sigma} \varphi) dv,$$

ahol $\vec{\sigma}$ a spinvektort jelöli. Ma a Gamow-Teller-féle kölcsönhatási energiakifejezést tartjuk helyesnek, mert ez nemcsak az energiaspektrumot és bomlási időt, hanem a bomlástermékek irányeloszlását és a β -bomlás kiválasztási szabályait (megengedett és tiltott átmenetek) helyesen szolgáltatja⁵.

Az eredmények áttekintése után vizsgáljuk meg, milyen erős a nukleonok által keltett elektron-neutrínó-tér, összehasonlítva más erőterekkel. Az erőter intenzitását megszabó f csatolási állandó az FT kifejezés számértékének ismeretében (V) alapján elemi úton kiszámítható. $M = 1$ véve

$$f \sim 4 \cdot 10^{-50} \text{ erg cm}^3$$

adódik. Sajnos, ez az érték közvetlenül nem hasonlítható össze a töltött elemi részek elektromos terének nagyságát megszabó

$$e = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ erg}^{1/2} \text{ cm}^{1/2}$$

elemi töltéssel, sem a magerők Yukawa-féle

$$g \sim 4 \cdot 10^{-9} \text{ erg}^{1/2} \text{ cm}^{1/2}$$

csatolási állandójával, mert más a dimenziójuk. Egészen hozzávetőlegesen megbecsülhetjük az egyes erőterek által közvetített kölcsönhatást. Ha két protont olyan közel hozunk egymáshoz, amilyen közel az atommagban vannak, a köztük fellépő elektromos taszításból adódó helyzeti energia

$$V_C \sim 1 \text{ MeV.}$$

A magerők folytán, melyet a mezontér közvetít köztük,

$$V_M \sim 20 \text{ MeV}$$

kölcsönhatási energia lép fel. Ezzel szemben a nukleonok által keltett elektron neutrínó-tér igen kicsiny kölcsönhatást létesít, ennek energiája mindössze

$$V_\beta \sim 10^{-13} \text{ MeV} = 10^{-7} \text{ eV.}$$

Ezen tájékoztató adatok alapján érthető, hogy miért voltak sikertelenek azok a próbálkozások, amelyek a magot összetartó erőket a β -átalakulásokat létesítő elektron-neutrínó-térre próbálták visszavezetni. Azt is megértjük, miért nem sikerült kimutatni neutrínók befogását atommagokba: a csatolási állandó fenti értékét véve alapul a befogási hatáskeresztmetszet $\sigma \sim 10^{-46} \text{ cm}^2$ -nek adódik, 20 nagyságrenddel kisebbnek a geometriai keresztmetszetnél. (Ezzel összefér a mérésekből adódott $\sigma^* < 10^{-30} \text{ cm}^2$ becslés.)

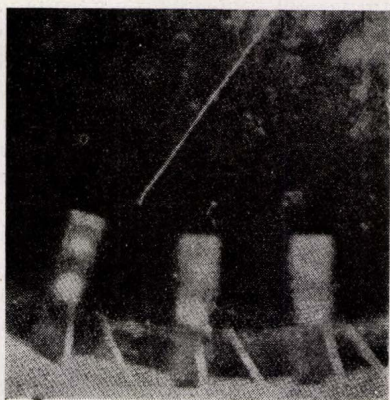
Összefoglalásul mondhatjuk, hogy a β -bomlás Fermi—Gamow—Teller-féle elmélete az összes feladatokat sikerrel megoldotta. Az elméletben fontos, elektronnal egyenrangú szerepe van a neutrínónak is. Az a körülmény, hogy az annyi súlyos problémát felvető β -bomlást sikerült a fizika elfogadott törvényeinek alkalmazásával kielégítő módon elméletileg tárgyalni, volt a fő oka a neutrínó-hipotézis elfogadásának. Fermi elképzelése volt a legdöntőbb »kísérlet« a neutrínó mellett.

A mezonok bomlása

Hosszú ideig úgy látszott, hogy a β -bomlás az egyetlen terület, ahol a rejtélyes neutrínó, vagy a rejtélyes energia-, impulzus- és impulzusmomentum-hiány fellépett. Az időközben felfedezett mezonok részletes vizsgálata megmutatta, hogy ez nincsen így. Beszéljünk először a π -mezonról. A π -mezon, mint tudjuk, zérus spinű, az elektronnál 274-szer nagyobb tömegű részecske,

⁵ Konopinski és Uhlenbeck bizonyos összetett jelenségek leírására az elméletnek egy olyan változatát dolgozták ki, ahol a kölcsönhatási energiában a φ neutrínó-potenciál helyett annak gradiense szerepel, hasonlóan az elektrosztatikus térbe helyezett dipólus energiájához. A részletes elemzés megmutatta, hogy ez a módosítás felesleges, amellet más jelenségeknél a tapasztalattal való ellentmondásra vezet.

mely nagyenergiájú magütközések során keletkezik. A π -mezon nem stabil, hanem igen hamar, kb. 10^{-8} sec-átlagos élettartammal egy könnyebb töltött részre (μ -mezonra), ezen kívül egy észlelhetetlen semleges részre esik szét. A μ -mezon spinje valószínűleg $1/2$. Az energiaviszonyok tanulmányozásából kiviláglik, hogy a semleges bomlástermék nem lehet az elektronnál lényegesen nagyobb tömegű. Az ismert semleges részek közül számításba jöhet a foton, ekkor azonban — tekintettel a semleges résznek jutó 30 MeV energiára — párkeltés volna megfigyelhető a bomlási hely közelében. O'Ceallaigh 1950-ben végzett fotoemulziós mérései azt mutatták, hogy ilyen párkeltés nem következik be, ezért a foton lehetőségét ki kell zárunk (5). Úgy látszik tehát, hogy a π -mezon bomlásakor is »eltűnik« energia és impulzus, mégpedig olyan arányban, mely zérus nyugalmi tömegű részecskének felel meg⁶ a hibahatáron belül és az »eltűnést« éppen $1/2$ spin eltűnése kíséri. A példák sorát folytathatjuk: a μ -mezon bomlása, a μ -mezon befogása, a κ -mezon bomlása mind arra mutat, hogy az energiahiány mindegyik esetben $1/2$ spinnel és hozzávetőleg zérus nyugalmi tömeggel párosul (6). Olyan jelenséget viszont nem ismerünk, ahol a hiányhoz például valamilyen véges tömeg és 1 spin kapcsolódna. Ismeretes tehát 200-nál több β -bomlás (elektron- és pozitron-emisszió, elektronbefogás), ismeretes a μ -, π - és κ -mezonok bomlása és a μ -mezon befogása. Mindegyiknél látszólag felborul az energia-, impulzus- és impulzusmomentum-mérleg, azonban ezt helyre lehet billenteni, ha feltételezünk egyet-



μ -mezon bomlása ködkamrában. A bomlás helyén megfigyelhető irányváltozást két neutrínó emissziója okozza.

len típusú elemi részecskét $1/2$ spinnel és zérus nyugalmi tömeggel. Olyan jelenség nem ismeretes, ahol más részecskét kellene feltételezni az energiahiány kompenzálására. Lehet, hogy valószínűtlenül hangzik egy közvetlen hatásaiban mindmáig kimutathatatlan részecske feltételezése. De sokkal valószínűtlenebb az, hogy az energiahiány mindig $1/2$ spinnel való társulása pusztán véletlen volna.

A β -bomlásnál és a mezonok bomlásánál fellépő egyezés a másik fontos érv Fermi elméletén

kívül, ami miatt a neutrínót reálisan létezőnek fogadjuk el. Nincs most sem közvetlen tapasztalat, nem tudunk a neutrínóval ma sem magátalakítást létrehozni, — de meg tudjuk vele magyarázni a β - és mezon-bomlások összes lényeges sajátosságait.

II. táblázat

Ismert neutrínó-termelő folyamatok

β -bomlások	
Elektron-emisszió	pl. $H^3 \rightarrow He^3 + e^- + \nu$
Pozitron-emisszió	pl. $N^{13} \rightarrow C^{13} + e^+ + \nu$
K-befogás	pl. $Be^7 + e^- \rightarrow Li^7 + \nu$
Mezon-bomlások	
μ -mezon bomlása	$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}$
π -mezon bomlása	$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$
κ -mezon bomlása	(?) $\kappa^\pm \rightarrow \mu^\pm + \pi^0 + \nu$
μ -mezon befogása	pl. $Be^7 + \mu^- \rightarrow Li^7 + \nu$

A neutrínók által elvitt energia

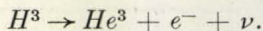
Ellis és Wooster, Nahmias és mások kísérletei azt mutatják, hogy a β -bomláskor felszabaduló energiának az a része, melyet a neutrínó-sugárzás visz magával, gyakorlatilag feltartóztathatatlanul halad át minden abszorbensen. Mivel általában β -bomlásnál a kinetikus energiának a fele, tehát MeV körüli érték jut a neutrínóra, ez az energia-vesztesség számottevő lehet. Egy gyakorlati példát tekintünk: Atomenergia békés célokra történő felszabadítására ma legalkalmasabbnak látszanak a maghasadással dolgozó atommáglyák. A bennük felszabaduló energia jelentékeny része a hasadást követő β -bomlások sorozatából származik, tehát részben neutrínó-sugárzássá alakul. Egy urán-mag által összesen termelt energiamennyiségnek mintegy 5%-át kapják a neutrínók, ezek pedig akadálytalanul átszöknek a vastag ólom- és beton-abszorbenseken is. Egy 2000 kilowatt teljesítménnyel dolgozó atommáglyánál a neutrínók áthatoló-képessége által okozott energiavesztesség 100 kilowattot is elérhet, ami gyakorlatilag is jelentős érték.

A neutrínó-sugárzás formájában fellépő energia-vesztesség csillagászati viszonylatban még jelentősebb lehet. Tudjuk azt, hogy az állócsillagok energiatermelő folyamata nehéz magok felépülése könnyebbekből. A magfelépülést gyakran kíséri β -átalakulás. A Nap energiatermelésének mintegy 10%-a adódhatik β -átalakulásokból, és ennek felét neutrínók viszik el. Ez azt jelenti, hogy Földünk felületére a Napból intenzív neutrínó-sugárzás érkezik, 1 cm^2 -en másodpercenként

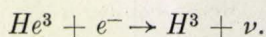
⁶ Lásd a 3. számú lábjegyzetet.

10^{11} neutrínó halad át. (Ez azt jelenti, hogy egy szokványos nagyságú rádióaktív készítmény közelében sokkal több Napból érkező neutrínó tartózkodik, mint amennyit a készítmény termel.)

Egy asztrofizikailag fontos folyamat lehetőségére hívta fel a figyelmet Gamow. Csillagokban előforduló β -bomlás példája a következő:



A kilépő elektronok maximális kinetikus energiája 15 KeV. Általában az elektronok anyagon való áthaladás közben elveszítik energiájukat, de ha elég magas a hőmérséklet, megőrizhetik, sőt megnövelhetik azt, mint termikus energiát. Ha egy ilyen 15 KeV-nál nagyobb energiájú elektron He^3 -mag közelébe jut, abszorbeálódhatnak:



A K -befogáshoz hasonló reakció valószínűsége a β -bomlás elméletéből kiszámítható. A felírt két átalakulásból álló körfolyamat alkalmas arra, hogy az elektronok kinetikus energiáját — mely az állócsillag termikus energia-készletéből adódik — neutrínósugárzássá alakítsa át. A neutrínók nagy áthatolóképeségük folytán ezt az energiát a világűrbe szállítják. Gamow számításai szerint az ilyen típusú körfolyamatok által termelt neutrínó-energia a Nap esetében a teljes energia-termelés néhány ezrelékét teszi csak ki. Magasabb hőmérsékletű és elektromágneses sugárzást termelő magreakciók szempontjából kedvezőtlenebb összetételű állócsillagoknál ez a hányad megnőhet, sőt Gamow szerint túlsúlyra kerülhet egyes kivételes esetekben. Ez a csillag energiaháztartásában katasztrofális helyzetet teremthet. Míg az elektromágneses sugárzás csak korlátozott mértékben jut a csillag felületére, a neutrínósugárzás akadálytalanul oszlik szét a világűrben, felemészítve a csillag energiakészletét. Gamow szerint ez a folyamat vezet azokhoz a csillagkatasztrófákhoz, melyeket szupernóva-kitörés néven ismerünk. Az elképzelést nem tekinthetjük elfogadottnak, kérdéses, hogy az állócsillag hatalmas anyagrégein valóban nem abszorbeálódik-e a neutrínó és hogy a neutrínósugárzás egyáltalán túlsúlyra juthat-e. Az elméletet csak annak illusztrálására ismertettük, hogy bizonyos körülmények közt milyen jelentős lehet a neutrínók által feltartóztathatatlanul elszállított energiameennyiség.

A neutrínó-kísérletek jövő lehetőségei

Az, hogy a neutrínó létezését inkább elméleti jellegű megfontolások, mint közvetlen kísérletek támogatják, nem teszi szükségtelemmé kétségtelen kísérleti bizonyítékok keresését. Vizsgáljuk meg, van-e lehetőség a közeljövőben ezen a területen haladásra.

A legszemléletesebb neutrínó-kísérletek mindmáig a visszalökéssel kapcsolatosak. A neutrínó-

impulzus és -energia pontos meghatározása közvetlen módot adhat a neutrínó-tömeg meghatározására és méginkább annak bizonyítására, hogy az energiákhoz és impulzusokhoz valóban mindig ugyanaz a tömeg tartozik. A visszalökés-mérések-nél sok részlet tökéletesíthető. Talán a visszalökési energia fokozásának lehetősége látszik a legfontosabbnak, ami a bomló részecskék tömegének csökkentésével érhető el. Gondolok itt elsősorban atommagok helyett szabad neutronokra, és méginkább a mezonokra, ahol a visszalökési energia több MeV és ködkamrában is nehézség nélkül megfigyelhető. Remélhető, hogy az atommáglyák által termelt nagy neutronfluxus, ill. a mezonok mesterséges előállítása lehetővé teszi a ma még fennálló nehézségek legyőzését.

Leglényegesebb volna a neutrínó létezését kimutató direkt kísérlet, amilyen a neutrínó által indukált elektron-emisszió. Láttuk, hogy ennek milyen kicsiny (10^{-46} cm^2) az elméletileg várható hatáskeresztmetszete. Talán itt sem reménytelen a jelenlegi 10^{-30} cm^2 -nek megfelelő mérési hibának a szükséges 16 nagyságrenddel történő leszállítása. Az atommáglyában intenzív neutrínó-forrás áll rendelkezésre. Rövid felezési idejű β -aktív anyagok kivonásával ez a neutrínó-forrás koncentrálhatóan látszik. 1 kg tiszta β -aktív, 10 perc felezési idejű készítmény 1 sec alatt 10^{22} neutrínót termel!

Ha sikerülne meghatározni a neutrínó-abszorpció határfokát, csak akkor lehetne választ adni arra a kérdésre, hogy csak az atommáglyából szöktethet-e el a neutrínósugárzás jelentékeny energiameennyiséget, vagy az állócsillagok is átlátszóak számára. Ekkor kapnánk feleletet arra, hogy az évmilliókon keresztül az állócsillagok belsejéből, rádióaktív ércekből és a légkörben lezajló mezon-bomlásokból elvitt energia elveszett-e a természet energia-gazdálkodása számára, — gyakorlatilag ugyanúgy, mint azt annakidején Bohr és az energiamegsemmisülés hívei gondolták, — vagy pedig alkalmas helyen, megfelelő körülmények közt a neutrínók abszorbeálódhatnak, hogy energiájukat ismét más részecskéknak adják át.

Marx György

Eötvös Loránd Egyetem Fizikai Intézete,
Budapest.

IRODALOM

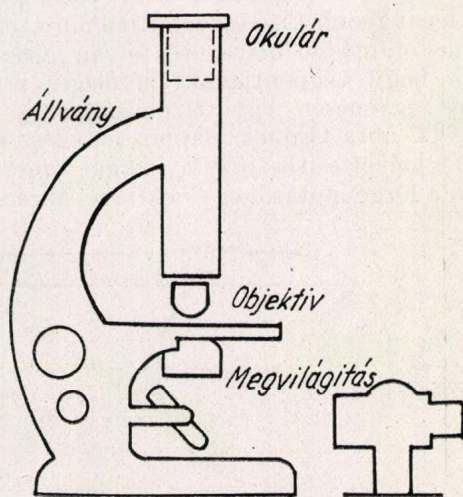
A fontosabb, összefoglaló jellegű cikkek:

- 1 Crane, Rev. Mod. Phys. **20**. 278. (1948).
- 2 Pontecorvo, Reports on Progr. in Phys. **11**. 32. (1946).
- 3 Lásd pl. Korsunszkij: Az atommag c. könyvét.
- 4 Fermi, Zeitschr. Phys. **88**. 161. (1934.)
- 5 O'Ceallaigh, Phil. Mag. **41**, 838. (1950).
- 6 Lásd pl. Marx Gy. cikkét, Fizikai Szemle I. évf. 4. szám (1951).

Fáziskontraszt-mikroszkóp

1. A mikroszkóp

A kutatási, orvosi és technikai célokra általánosan használt mikroszkóp elvileg négy főreszből áll (1. ábra): *a)* megvilágító berendezés, *b)* állvány tárgyasztallal és tubussal, *c)* objektív, vagy tárgylencse, *d)* okulár, vagy képnagyító (szemlencse). A megvilágító berendezés erős fényvel *átvilágítja* a tárgyasztalra helyezett kicsiny tárgyat, az objektív lencserendszer erről nagyított valódi képet állít elő. Az okulár lencserendszerrel ezt a képet méginkább megnagyítva szemléljük. Az okulár csupán azt nagyítja meg, amit az objektív által alkotott valódi kép már tartalmaz, új részletet nem tár fel, a kép jellegét nem változtatja meg, ezért tovább az okulárral nem foglalkozunk. Mikroszkópi képen a következőkben az objektív által alkotott valódi képet értjük.



1. ábra

2. A mikroszkópi kép

Geometriai optikai szempontból akkor beszélünk egy tárgy képéről, ha a tárgy bármely pontjából kiinduló fénysugarak a képkalkító rendszeren áthaladva ismét egy ponton, a képponton haladnak át. Eszerint egy sima fehér lapnak is van képe, ha a tárgy minden pontjának megfelel egy képpont és fordítva. Ha azonban egy ilyen sima papírlapot, vagy annak a képét szemünkkel nézzük, akkor azt mondjuk, hogy a papír üres, nem látunk rajta semmit.

Valóban a papíron, vagy képen semilyen részletet nem látunk. Az emberi szem ugyanis csak két dolognak, a világosságbeli és színbeli különbségnek észrevezésére képes.

A mikroszkóp arra való, hogy egy kicsiny tárgy részleteiről, tulajdonságairól ismereteket szerezzünk. Ezek a tulajdonságok: a tárgy

nagysága, alakja, sűrűsége stb. Akkor ismerhetjük meg ezeket, ha meghatározott módon ezekben mutatózó különbségeket világosságbeli, vagy színbeli különbségekké, világosság-, vagy szíkontraszttá alakítjuk át. A közönséges mikroszkóp a tárgy részleteinek *abszorpciókülönbségeit* mutatja, a fáziskontrasztmikroszkóp — mint látni fogjuk — a törésmutató- és vastagságbeli különbségeket alakítja át világosság vagy szíkontraszttá.

3. Kontrasztosság

Maguk a mikroszkóp tárgyasztalára kerülő tárgyak kontrasztosság szempontjából igen különbözők lehetnek. A két szélsőséges esetet említjük meg.

a) Álljon a tárgy teljesen átlátszó és igen kevésbé átlátszó részletekből. A megvilágító berendezés a tárgyat átvilágítja. Az átlátszó részleteken gyengítetlenül áthalad a fény, viszont a kevésbé átlátszó részletek a fényből sokat elnyelnek. Ha a mikroszkóp az ilyen tárgyról hű képet ad, akkor a képen az átlátszó részletek világosak, az átlátszatlanok sötétek lesznek: a kép kontrasztos, jól használható lesz.

b) Lehetséges azonban, hogy a tárgy minden részlete egyformán átlátszó és az egyes részletek csupán abban különböznek, hogy egyik részlet vékonyabb, a másik vastagabb, vagy törésmutatójuk eltérő. Az ilyen részletek egyformán átengedik a fényt és a kép mindenütt egyenlő világos, nem kontrasztos.

A kontraszt nélküli tárgyak nagyon gyakoriak a mikroszkópiában. Példaként elég csak a baktériumokat említenünk. Viszont éppen ezek vizsgálata nagyjelentőségű. Ezért gondoskodni kellett arról, hogy valamilyen módon kontrasztos képet készíthessünk róluk, azaz a vastagság, vagy törésmutatóbeli különbségeket világosságbeli különbségekké alakítsuk át. Az erre szolgáló eljárások két csoportba oszthatók: *a)* *festő* eljárások, *b)* *optikai* eljárások.

Az előbbieket az orvosok, bakteriológusok, biológusok mind jól ismerik. Lényegük mikroszkópiai szempontból az, hogy a tárgy bizonyos részleteihez egyes festékanyagok jobban tapadnak, mint más részleteihez. Ennek következtében a tárgy egyes részei kevésbé átlátszókká válnak, mint a többiek és így kontrasztos képet nyerünk. A festési eljárások és festőanyagok sokfélék. Nagy előnyük, hogy egy egész sereg baktérium speciális festékre speciálisan reagál és így felismerésük könnyebbé válik. Az érem másik oldala azonban az, hogy az élő sejtek zöme nem tűri a festéket, elpusztul tőle. Így életben való megfigyelésük nehéz, vagy lehetetlen.

A mikroszkópi kép kontrasztosságának növe-

lésére szolgáló optikai eljárásokat és azok tulajdonságait az alábbiakban csupán felsoroljuk, de részletesebben ismertetjük a legkorszerűbbet, a fáziskontraszt-eljárást. Az egyes eljárások említendő tulajdonságai számítással igazolhatók, de erre nem térünk ki.

1. Legegyszerűbben úgy növelhetjük a kép kontrasztosságát, ha a megvilágítóberendezés kondenzorlencséjének fényrekesztét összeszűkítjük.

Ez az eljárás gyakran elegendő, de sokszor nem elég hatásos. Emellett mindig fényszegény, nehezen látható képhez vezet, és a feloldóképességet csökkenti.

2. Kontrasztosabbá tehetjük átlátszó tárgyak képét azzal, hogy nem állítjuk teljesen élesre. Az ilyen »extrafokális« képek természetesen többé-kevésbé elmosódottak. Ugyanakkor a leképzés hűsége is romlik.

3. Ferde (azaz nem centrális) megvilágítással nemcsak a kontraszt növekszik, hanem a mikroszkóp feloldóképessége is. Szép, dombormű-szerű képet kapunk, azonban a relief-hatás nem a tárgy valódi alakját adja vissza.

4. Nagyon tiszta, jól látható képet kapunk, ha a megvilágítást speciális kondenzorral úgy alakítjuk, hogy a fényforrásból a tárgyra érkező közvetlen fénysugarak ne jussanak az objektívbe, hanem csak a tárgy kicsiny részein, élein elhajlított sugarak. A kicsiny részek, élek sötét látómezőben élesen fénylenek. (Sötét háttérű megvilágítás.) Hátránya az, hogy főleg az élek, csúcsok látszanak, a tárgy valóságos domborzati alakjáról ez a módszer nem ad felvilágosítást.

A felsorolt optikai eljárások tudományos alapon való tökéletesítése a Zernike holland professzor által 1934-ben felfedezett fáziskontraszt eljárás, amelyet egyszer a francia akadémián az utolsó félszázad legszebb optikai felfedezésének minősítettek. Ez az egyes vastagság-, illetve törésmutatókülönbségeket arányosan alakítja át sötétség-világosság különbségekké és így igen alkalmas teljesen átlátszó, kontraszt nélküli tárgyak vizsgálatára. A módszert alaposan kifejlesztették; rengeteg tanulmány tárgyalja a részletkérdéseket, a mikroszkópiával is foglalkozó kézikönyvek és külön összefoglaló tanulmányok hosszabban, rövidebben leírják.

(1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9)

4. Fényhullámok

A fáziskontraszt eljárás a fény hullámtermészetén alapul. A mikroszkóp geometriai optikai magyarázata ugyanis csak közelítés és jelenségek egyszerűsítése. Pontosabb meggondolásoknál a fény hullámtermészetét kell tekintetbe vennünk.

A megvilágító berendezésből a tárgyra eső fényhullámok a tárgy részletein elhajlást szenvednek és a mikroszkópi kép a beeső és az elhajlított fénynyalábok interferenciája által jön

létre. A mikroszkópi leképezésnek erre az Abbe-féle elméletére alkalomadtán vissza fogunk térni (10).

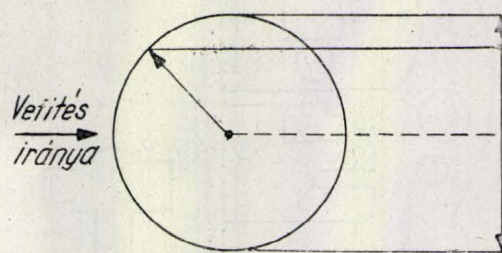
Alanti meggondolásainkban a tárgy megvilágítására, egyszerűség kedvéért monokromatikus síkhullámot használunk, de a jelenségek hasonlóak maradnak közönségesen használt mikroszkópi megvilágító berendezéssel is.

Hullámok összetevődésének és felbontásának egyszerű megszerkesztése végett röviden meg kell említenünk a hullámok Fresnel-féle ábrázolását.

5. Fresnel-féle vektordiagrammok

Meggondolásaink szempontjából teljesen közömbös, hogy a fényt milyen természetű rezgésnek képzeljük. Legkönnyebb a mechanikai rezgések elképzelése, tekintsük egyszerűen a fényt is ilyennek.

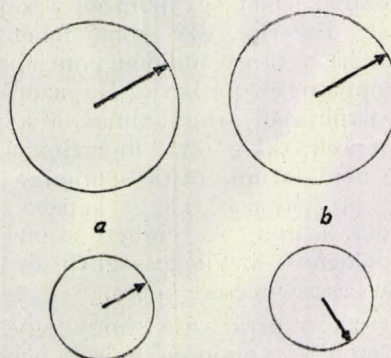
Végezzen egy pont rezgőmozgást. Készítsünk óramutatót, amelynek hossza megegyezik a rezgőmozgás legnagyobb kitérésével. Ezt a mutatót mindig el lehet oly módon helyezni és olyan sebességgel forgatni, hogy végpontjának merőleges vetülete a rezgés egyenesén együtt mozogjon a rezgő ponttal. (2. ábra.) Ennek alapján az egész rezgőmozgást helyettesíthetjük a forgó mutatóval. Rajzban a forgó mutatót egy vektorral ábrázoljuk.



2. ábra

Egyszerű (harmonikus) rezgésnél a vektor körmozgása egyenletes. Monokromatikus fény rezgése ilyen egyszerű rezgés.

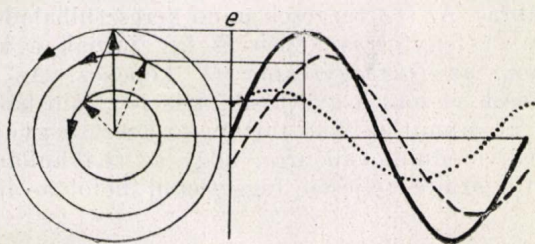
Ha két rezgő pontunk van és rezgésszámuk megegyezik, akkor a két rezgést ábrázoló vektor azonos szögsebességgel forog. A nagyobb



3. ábra

kirezgésű (amplitudójú) rezgés vektora hosszabb, a másiké rövidebb. Készítsünk pillanatfelvételt a két forgó vektorról. Ha a két rezgő pont *egyszerre halad át a nyugalmi helyzeten*, akkor a felvételen kapott két vektor párhuzamos lesz (3. a. ábra), különben nem (3. b. ábra). A két vektor által bezárt szög a forgás folyamán nem változik, mert egyenlő szögsebességgel forognak. Ezt a szöget a két rezgés *fáziskülönbségének* hívjuk. A *fázis* szó maga bármelyik vektor pillanatnyi állása és a rezgés nyugalmi helyzetének megfelelő állása közti szöget jelenti.

Gyakori eset az, hogy egy pont egyszerre két rezgést végez. A 4. ábra két *egyenlő rezgésszámú* rezgés összeadódását mutatja. A pont az *e* egyenesen rezeg. A rezgések lefolyását a mellérajzolt hullámvonalak szemléltetik. A pontozott hullám az egyik, a vonalkázott a másik komponens rezgés. Hullámhosszuk az egyenlő rezgésszám miatt megegyezik. A pontozott és a vonalkázott rezgés úgy rakódik egymásra, hogy a nyugalmi helyzettől mért egyirányú kitérések erősítik egymást, összeadódnak, viszont az ellenkező irányúak gyengítik egymást, kivonódnak egymásból. Az összetevés eredménye egy *ugyanolyan rezgésszámú* harmadik hullám. Ezt a folytonos hullámvonal ábrázolja.



4. ábra

Az előbbieket alapján a pontozott rezgést jelképezhetjük a körbeforgó pontozott vektorral, a vonalkázott rezgést a másikkal egyenlő gyorsan forgó vonalkázott vektorral.

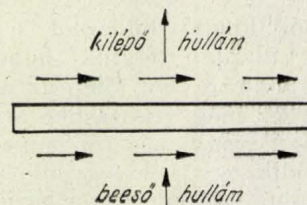
Látható az ábrából, hogy ha a pontozott és vonalkázott *vektoroknak* az eredőjét a vektorösszeadás szabálya szerint megszerkesztjük, ez éppen az eredő rezgést jelképező vektort adja. A három vektor együtt forog.

Ebben rejlik a Fresnel-féle ábrázolás jelentősége: két *egyenlő rezgésszámú* rezgés összeadását egyszerűen úgy végezzük, hogy a két rezgésnek megfelelő vektorokat a *fáziskülönbség* tekintetével vektoriálisan összegezzük. Fordítva pedig: bármely rezgés felfogható a vektorfelbontás szabálya szerint két *egyenlő rezgésszámú* rezgés összegeként.

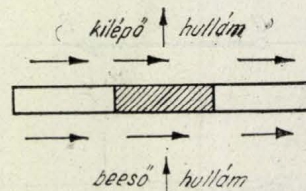
6. A tárgyon áthaladó hullám

Helyezzünk a mikroszkóp tárgyasztalára egy kicsiny síkpárhuzamos üveglemezt. Essék erre a lemezre alulról, a megvilágítóberendezésből monokromatikus síkhullám. Ekkor a beeső hullám

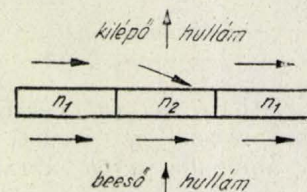
rezgését a tárgy minden pontjában egyenlő nagyságú és egyirányú vektorokkal lehet ábrázolni. A vektorok irányát egyébként tetszőlegesen rajzolhatjuk (5a ábra). A síkpárhuzamos lemezből kilépő rezgések is mindenütt egyformák lesznek, tehát ezeket is egyenlő és egyirányú vektorok jelzik.



5a ábra



5b ábra



5c ábra

Legyen most olyan a tárgy, hogy középső része nyelje el a fény egy részét, azonban a kilépő hullámok között *fáziskülönbség* ne legyen (5b ábra). A beeső rezgéseket most is egyenlő és egyirányú nyilak jelzik. A kilépő rezgéseket jelző vektorok *iránya* megegyezik, azonban a középső fényelnyelő részen áthaladó rezgés *kitérése* (amplitudója) kisebb lévén, a neki megfelelő vektor nagysága kisebb lesz.

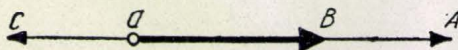
Harmadik esetben a tárgy minden része legyen egyformán átlátszó, de a középső rész törésmutatója legyen nagyobb, mint a környezeté. Ez azt jelenti, hogy ezen a részen a fény lassabban halad keresztül, mint a többin. Tehát a középső részből kilépő rezgés — bár amplitudója ugyanaz — *fázisban* elmarad a többihez képest. A kilépő rezgéseket jelképező vektorok *nagysága* megegyezik, azonban a nagyobb törésmutatójú részből kilépő rezgés vektorának *iránya* más lesz (5c ábra). Ugyanilyen lesz a kilépő rezgések képe, ha a középső részen a tárgy törésmutatója megegyező, azonban ez a rész *vastagabb*, mint a többi.

Láttuk a 3. pontban, hogy az 5b ábrának megfelelő esetben kontrasztos képet ad a mikroszkóp, az 5c-nek megfelelő esetben nem. Ezért utóbbi esetben a tárgyból kilépő rezgéseket úgye-

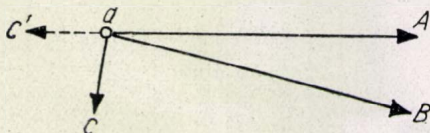
sen módosítanunk kell, hogy az előbbihez hasonló rezgéseket nyerjünk: akkor az ilyen tárgy képe is kontrasztossá válik.

7. A kilépő hullám felbontása

A tárgyból kilépő hullámot a Fresnel-féle vektorszabály alapján fogjuk felbontani. Azt mondjuk, hogy a tárgyból kilép az eredeti beeső hullám, de ehhez még a kevésbé átlátszó, vagy más vastagságú, vagy más törésmutatójú helyeken hozzáadódik egy vele egyenlő rezgésszámú járulékos hullám. Az eredeti és a járulékos hullám együttesen adják a kilépő hullámot. Jelentse OA vektor a belépő eredeti hullámot, OB a kilépőt.



6a ábra



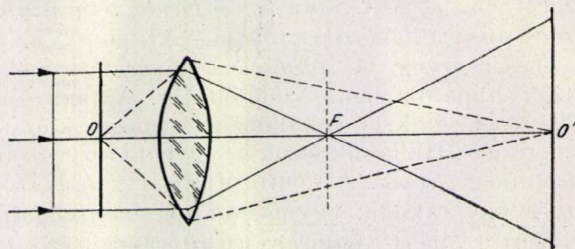
6b ábra

A 6a ábrán látható az OC vektor, amely a tárgy sötétebb részén az eredeti hullámhoz járuló rezgést ábrázolja, a 6b ábrán pedig a tárgy eltérő törésmutatójú, vagy vastagságú helyein keletkező OC hullám. Fényelnyelő, amplitudóváltoztató tárgynál (5b ábra) az OA és OC hullámok fáziskülönbsége 180° , míg fázisváltoztató tárgynál (5c. ábra) a járulékos hullám és a beeső hullám fáziskülönbsége kicsiny fázisváltozás esetén közel 90° , mint az a 6b ábrából kitűnik.

Az amplitudóváltoztató tárgynál természeténél fogva kontrasztos a mikroszkópi kép, fázisváltoztató tárgynál nem. Ha azonban utóbbinál a tárgyból kilépő OC hullám fázisát sikerül még kb 90° -kal OC' helyzetbe elfordítani, úgy, hogy OA változatlanul maradjon, akkor a kilépő hullámképben ugyanaz a helyzet áll elő, mint fényelnyelő tárgynál, tehát a képben a fáziskülönbségek amplitudókülönbségekké alakulnak át és a kép kontrasztos lesz, azaz szemünkkel a részleteket látni fogjuk. A vastagabb, vagy nagyobb törésmutatójú részletek sötétebbeknek fognak látszani (pozitív fáziskontraszt). Ugyancsak kontrasztos képet nyerünk, ha az OC hullámot hagyjuk változatlanul és az OA hullám fázisát toljuk el 90° , vagy 270° -kal. A 90° -os fáziskésleltetés esetén a vastagabb, vagy nagyobb törésmutatójú részek világosnak (negatív fáziskontraszt) fognak látszani, 270° -os esetén sötétnek (pozitív fáziskontraszt). Kérdés, hogyan lehet a szükséges fáziseltolásokat megvalósítani?

8. Fényhullámok az objektív gyújtósíkjában

A tárgy minden pontjából kilép az OA eredeti síkhullám. Ezenfelül a tárgy sötétebb, vagy eltérő vastagságú, vagy eltérő törésmutatójú részletéből a megfelelő OC hullám. Az OA és OC hullámok bejutnak a mikroszkóp objektív-jébe. Az objektív az OA síkhullámot gyújtópontjába irányítja: itt kapjuk a használt pontszerű fényforrás képét. A tárgy kis részletéből kiinduló OC hullám nem sík, hanem széttartó hullám lesz. Ezért OC -t az objektív nem a gyújtó-



7. ábra

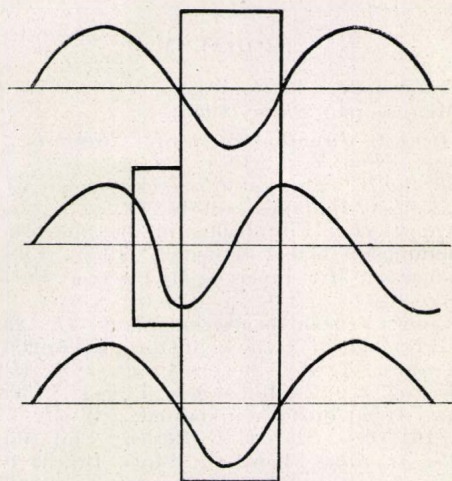
síkhullám, hanem csak a tárgynak megfelelő képsíkhullám, hanem csak a tárgynak megfelelő képsíkhullám fogja összegyűjteni, így ez a hullám a gyújtósíkhullám szélesebb területen fog eloszlani (7. ábra). Az OA rezgések mind keresztülhaladnak F -en, a fényforrás képén és így jutnak a képsíkhullámhoz, az O tárgy részlet O' képéhez. Az OC rezgések viszont a gyújtósík más pontjain haladnak át, amint O' felé tartanak. Ezért a gyújtósíkhullám módunk van arra, hogy az OA hullámot OC -től szinte teljesen függetlenül befolyásoljuk.

9. Fázislemez

A fényforrás képe mindig az objektív gyújtópontjában keletkezik, a tárgy részleteiből kiinduló OC hullámok viszont a részletektől függenek. Ezért gyakorlatilag alkalmasabb az OA hullám fázisának megváltoztatása.

A fáziskontraszt mikroszkóp megvalósítása ezután úgy történik, hogy az objektív gyújtósíkjában elhelyeznek egy síkpárhuzamos üveglemezt, amelyre azon a helyen, ahol a fényforrás képe keletkezik, vékony réteget visznek rá, amely a rajta áthaladó OA hullám fázisát 90° , illetve 270° fokkal eltolja. A 8. ábra olyan fázislemezt mutat, amely 90° -kal ($\frac{1}{4}$ hullámhosszal) késlelteti a rétegen áthaladó hullámot. Azok a hullámok, amelyek a réteget nem érik, változatlanul haladnak tovább. Egy teljesen átlátszó és csupán törésmutató, vagy vastagságkülönbségeket mutató tárgyról az ilyen fázislemezt tartalmazó mikroszkóp kontrasztos képet ad. Pozitív fáziskontraszt esetén a vastagabb, vagy nagyobb törésmutatójú részecskék sötétebbnek, negatív fáziskontraszt esetén világosabbnak látszanak. Kimutatható, hogy ha a fáziskülönbségek kicsinyek, akkor a kép egyes részleteinek intenzitáskülönb-

sége a fáziskülönbségekkel, tehát a vastagság-, vagy törésmutatókülönbségekkel arányos.



8. ábra

A fázislemez anyagát a fáziskontraszt mikroszkópokat készítő gyárak nem közlik. Általában speciális lakkréteg, kriolit, magnéziumfluorid, aluminium használatos. Gyakori a többszörös réteg.

A fényforrás általában nem pontszerű. A fázisréteg alakját a fényforrás alakjához kell szabni. Azimuteffektusok kiküszöbölése céljából legcélszerűbbnek mutatkozott gyűrűalakú fényforrás használata. Ecélből a kondenzor lencse elé különleges fényrekeszt alkalmaznak, amelynek csak egy gyűrűalakú kivágása engedi át a fényt. Ennek megfelelően a fázislemez rétege is gyűrűalakú. A fázislemez gyűrűjét pontosan rá kell állítani a fényforrás (a kondenzorgyűrű) képére. Ezért a kondenzorgyűrű két csavarral szabályozható; a szabályozás végrehajtására egy nagyító szolgál, amely a szabályozás tartamára az okulár helyére tehető.

A gyűrűalakú kondenzorrekeszt méretét a tapasztalat szabta meg. Úgy méretezik, hogy a fázisréteg szélessége kb. az objektív aperturájának $1/20$ része legyen.

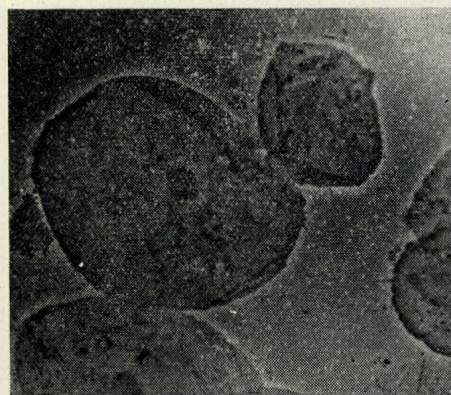
A fázisréteg bizonyos mennyiségű fényt el is nyel. Ez nem mindig hátrányos. A számítások szerint a tárgy részleteinek minőségéhez kell szabni a fázisréteg abszorpcióját, hogy maximális kontrasztot érhessünk el (12, 13). Ezért ma már a polarizált fény felhasználásával, változtatható abszorpciójú fázislemezeket készítenek (14, 15). A fáziseltolás mértékét is célszerű változtathatóvá tenni. Szellemes berendezések ezt is lehetővé teszik (15).

10. Különleges hatások és berendezések

Amikor a járulékos hullámok elforgatásával fáziskülönbségek amplitudókülönbségekké alakulnak át és így láthatóvá válnak, ugyanakkor szükségszerű következményként a kicsiny amplitudókülönbségek láthatatlanokká válnak. Ezért

a közönséges mikroszkóphoz szokott megfigyelő könnyen téves képet nyerhet a tárgy valóságos szerkezetéről. Célszerű tehát a tárgyat közönségesen is megfigyelni. Ez egyszerűen úgy valósul meg, hogy a kondenzorrekeszt revolverfoglatba teszik és a gyűrűs rekesz helyére egyetlen mozdulattal közönséges köralakú nyílás kerül. Ekkor a mikroszkóp már a közönséges módon működik.

A fázisréteg szélein fényelhajlás keletkezik. Ennek következménye a fáziskontrasztképek jellemző sajátága, a *szegélyeffektus*. A sötétnek látszó részleteket világos, a világosakat sötét szegély veszi körül. Ez nem káros, sőt a kontrasztot növeli (17). Ez látható a száj nyálkahártyáiról levált sejtek fáziskontraszt képén (9. ábra).



9. ábra

Mint különleges berendezést megemlítjük azt az objektív toldatot, amely a mikroszkópi tárgyra helyezve, arról eredeti nagyságú fáziskontraszt képet állít elő, amely minden átalakítás nélküli közönséges mikroszkóppal szemlélhető (18, 19).

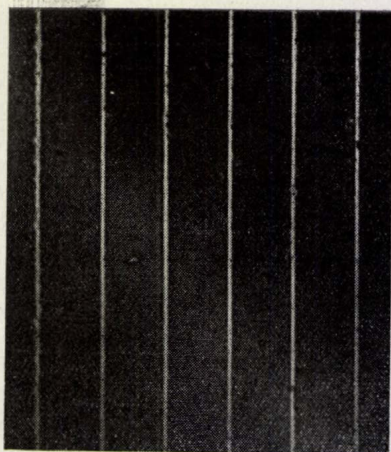
A Dyson-féle interferenciamikroszkóp a fáziskontraszt mikroszkópot a mikrointerferométerrel kombinálja (16).

Végül megemlítjük, hogy a fáziskontraszt eljárást nemcsak a mikroszkópiában, hanem az iparban is sokoldalúan alkalmazzák, átlátszó anyagok homogeneitásának és fényezett felületeknek vizsgálatára.

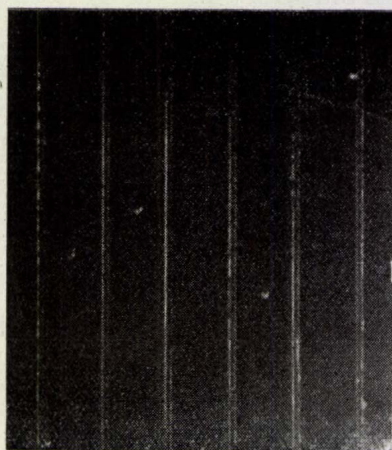
*

Fentiekben a fáziskontraszt mikroszkóp működését számítások mellőzésével igyekeztünk vázolni. A jelenségek azonban számítások segítségével kvantitatív módon is követhetők és ma már fontosabb részleteikben alaposan kidolgozottak (1, 2, 12, 20, 21, 22).

A 10. ábra egy üveglemezre felvitt vékony lakkrétegbe karcolt vékony vonalak fáziskontraszt képét mutatja. A karcok mélyebbek mint a többi rész, tehát világosabbak. Közönséges mikroszkóppal a vonalakból jóformán semmi sem látszik. A 11. ábra ugyanezekről a vonalakról



10. ábra



11. ábra

sötét látótérrel készült felvétel. Minden barázdának a két széle látszik.

IRODALOM

1. Francon, M.: Le Contraste de Phase en Optique et en Microscopie. Paris (1950).
2. Bennet—Jupnik—Osterberg — Richards: Phase Microscopy. New York, 1951.
3. Bárány N.: Optikai műszerek elmélete és gyakorlata. II. k. 2. r. Budapest (1951) 273. o.
4. Appelt, H.: Einführung in die mikroskopischen Untersuchungsmethoden. Potsdam (1950). 138 p.
5. Langeron, M.: Précis de Microscopie. Paris (1949). 252. o.
6. Рытов: Успехи физических наук 41, 425, (1950).
7. Lachenaud, M.: Revue d'Optique 26, 205 (1947).
8. Keohane, K. W.: Science Progress 39, 459 (1951).
9. Menzel, E.: Zs. für angew. Physik 3, 308 (1951).
10. Az Abbe-elmélet irodalma: Wood: Physical Optics (1911), p. 223. A. B. Porter: Phil. Mag. 1905. Müller—Pouillet: Lehrb. d. Phys. Bd. II 1. Optik, von O. Lummer S. 447. ff.
11. Fleury, P. — Maréchal, A. — Anglade, Cl.: La théorie des images optiques. Paris (1949).
12. Richter, R.: Optik 2, 243 (1947).
13. Keck, P. H. — Brice, A. T.: Optik, 5, 31 (1949).
14. Kastler, A. — Montarnal, R.: Nature, 161, 357 (1948).
15. Osterberg, H.: J. O. S. A. 37, 726 (1947).
16. Dyson, J.: Proc. Roy. Soc. A 204, 170 (1950).
17. Epstein, J.: J. O. S. A. 41, 134 (1951).
18. Francon, M.: Revue d'Optique 29, 129 (1950).
19. Francon, M. — Nomarski, G.: Revue d'Optique 29, 619 (1950).
20. Zernike, F. cikke Bouwers, A.: Achievements in Optics c. könyvben. Elsevier Pub. Co. Amsterdam (1950) 116. o.
21. Falla, L.: Bull. Soc. Roy. Sciences Liège 19, 382 (1950).
22. Francon, M.: Revue d'Optique 25, 297 (1946).

Bernolák Kálmán

Optikai Kutató Laboratórium, Budapest.

A centriugális erőről¹

Az egyetemen oktató fizikusok nagy érdeklődéssel olvasták Vermes Miklós cikkét, azért is, mert a cikkben említett vélemények az egyetemi fizikaoktatás kapcsán is felmerültek.

Azt hiszem, azzal mindnyájan egyetértünk, hogy a körmozgást létrehozó centripetális erő (pl. gravitációs erő) reakcióereje éppen olyan reális erő, mint maga a centripetális erő és ez a reakcióerő minden körmozgásnál fellép: a körpályára kényszerített test hat vissza a centripetális erő forrására ezzel a reakcióerővel Newton III. axiómájának megfelelően. A bolygót körpályára kényszerítő gravitációs erőnek megfelelő reakcióerő a gravitációs erőt kifejtő központi állósillagra hat. (Ennek köszönhető, hogy Naprendszerünkön kívül további bolygórendszereket

sikerült felfedezni, noha magukat a bolygókat nem láthatjuk). A paritásban pörgetett kőre ható erőnek megfelelő reakcióerő a húzóerő forrására, kezünkre hat vissza, amint arról egyszerű próbával bárki meggyőződhetik. Nem lehet vitás, hogy a centripetális erő reakcióerejéről (amelyik tehát nem a körpályán mozgó testre, hanem a körmozgást létesítő centripetális erő forrására hat) a gimnáziumban beszélnünk kell. Ezt nemcsak a reakcióerő gyakorlati jelentősége miatt kell megtennünk, hanem azért is, mert ha tanítjuk Newton III. axiómáját, akkor nem tagadhatjuk le a reakcióerőt a körmozgásnál sem. Kíváncsi, hogy ezt a Közoktatásügyi Minisztérium által kiadott utasítás félreérthetetlenül leszögezze.

Ismerünk azonban egy másik, az előbbiétől megkülönböztetendő erőt is, amely körmozgásnál szokott szerepelni. Ez a forgó vonatkoztatási rendszerben fellépő centriugális tehetetlenségi erő. Miként az elméleti mechanika mutatja, egyen-

¹ Hozzászólások a Fizikai Szemle II. évf. 1. számában megjelent Vermes Miklós: A körmozgás szerepe a gimnáziumi tanításban című cikkhez.

letesen forgó vonatkoztatási rendszerben egy tömegpont mozgásegyenlete (ismert jelöléseket használva)

$$ma = \vec{\gamma} + 2m\vec{v} \times \vec{\omega} + m\vec{\omega} \times \vec{v}$$

$\vec{\gamma}$ jelenti a Newton-féle, tehetetlenségi rendszerben is fellépő, környező testektől eredő erők összegét. A jobboldal második tagja a Coriolis-féle tehetetlenségi erő (ez forgatja el a Foucault-inga lengéssíkját), a harmadik pedig a centrifugális tehetetlenségi erő. Az utóbbi az, amely a forgó körhintán, kanyarodó villamoson le akar dönteni lábunkról. Hatását azonban mindig csak az a megfigyelő észleli, aki egy tehetetlenségi rendszerhez képest forgó vonatkoztatási rendszerből szemléli a jelenségeket. Ilyen erők fellépte mindig annak a jele, hogy vonatkoztatási rendszerünk (a fenti példákban a forgó körhintá vagy kanyarodó villamos) nem tehetetlenségi rendszer, nem inerciarendszer. Lehet vitatkozni azon, hogy a gimnáziumban tanítjuk-e az ilyen, gyorsuló vonatkoztatási rendszerekben fellépő tehetetlenségi erőket, vagy maradjunk meg a tehetetlenségi rendszereknél, ahol a dinamika alaptörvénye az egyszerű

$$ma = \vec{\gamma}$$

alakot ölti. Múltányolható a Köznevelési Minisztérium álláspontja, amely szerint a gimnáziumi oktatás ne tegyen említést gyorsuló megfigyelőről. Ez néhol bonyolultabb magyarázatot kíván meg, de talán kevesebb félreértésre ad módot. (Azt hiszem, a tehetetlenségi erő fizikai szakkörök számára már kiváló anyag, hiszen tárgyalása nem kíván semmi különösebb matematikai vagy fizikai előképzettséget.) Nem lehet azonban helyeselni azt a beállítást, hogy a tehetetlenségi erőkkel dolgozó gondolatmenet fizikailag, tudományos szempontból helytelen. Azért nem tanítjuk a középiskolai fokon a fizikában a centrifugális tehetetlenségi erőt, amiért a matematikában nem tanítjuk a differenciálszámítást: pedagógiai és nem tudományos szempontok miatt. Éppen ezért nem érthetők egyet Csekő Árpád cikkével akkor, amikor egyetemi tankönyvekben vagy más szakkönyvekben kifogásolja, helytelennek tartja a tehetetlenségi erők szerepeltetését. A tehetetlenségi erőkkel kapcsolatos problémákat a fizika már nagymértékben tisztázta, ezért nem lehet arról szó, hogy »kutatásra kell kényszeríteni« a gimnáziumban tanító kartársakat. N. D. Papalekszi magyarra is lefordított fizikakönyvében bárki megtalálja a tehetetlenségi erők mintaszerű elemi taglalását. (Még egyszerűbb tárgyalásmód olvasható Westphal könyvében.) Papalekszi könyvében N. N. Andrejev leszögezi, hogy a tehetetlenségi rendszerekhez képest gyorsuló megfigyelő a Newton-féle erőkön kívül tehetetlenségi erőket is észlel, amelyek éppen úgy mérhetők, mint a többi erő; egyedüli lényeges különbség, hogy a tehetetlenségi erők forrását nem ismerjük. Ez azonban nem jogosít fel arra, hogy felsőbb fokon,

pl. az egyetemi oktatásban tagadjuk létezésüket. (Nem ismerjük a kozmikus sugárzás forrását sem, mégis beszélünk róla.) Miként Albert Einstein (Eötvös Loránd kísérleteire támaszkodva) megmutatta, zárt laboratóriumban lévő fizikus semmiképpen sem tudná megkülönböztetni a tehetetlenségi erőket a gravitációs erőktől. (Utalok itt Novobátzky Károly cikkére a Fizikai Szemle II. évf. 3. számában). Vigyük kissé tovább Vermes Miklós példáját: Ha Földünk atmoszférája teljesen felhős volna, amilyen többek közt szomszédunknak, a Vénusznak a légköre, nem szerezhetünk volna csillagászati megfigyelésekkel tudomást a Föld forgásáról. Ahhoz, hogy Földünkön megfigyelt jelenségeket helyesen írjuk le, a tehetetlenségi erőket szükségszerűen be kellett volna vezetnünk. Azt kellene vajjon mondanunk, hogy az így felállított, mindent pontosan magyarázó természettörvények tévesek, fiktív mennyiségekkel dolgoznak?

A tehetetlenségi erők eredetével kapcsolatban még röviden utalni szeretnék azokra a vizsgálatokra, amelyek az általános relativitáselmélet keretében folytak és folynak ma is. Az itt szereplő felfogás szerint a tehetetlenségi erőket a Világegyetem össztömege fejti ki a hozzájuk képest gyorsuló testekre. Thirring 1918-ban az Einstein-féle gravitációs egyenleteken alapuló számításokkal kimutatta, hogy *gyorsulásmenésen mozgó* testre *nyugvó* vonatkoztatási rendszerből nézve a Coriolis- és centrifugális tehetetlenségi erőkkel teljesen egyező erők hatnak akkor, ha a vizsgált test közelében nagy *forgó tömegek* vannak. Ez alátámasztja azt a felfogást, hogy a tehetetlenségi erők a Világegyetem össztömegének és az ahhoz képest gyorsuló testeknek a kölcsönhatásából származnak. A Thirring-féle számítás nem old meg minden problémát, de megadja annak lehetőségét, hogy a tehetetlenségi erőket is — fizikailag és filozófiaiag helytálló módon — a többi erőkkel együtt testek kölcsönhatásaként értelmezzük. (A részletestárgyalás megtalálható pl. a Handbuch der Physik IV. kötetében, G. Beck cikkében).

Összefoglalva leszögezhetjük, hogy a centrifugális erővel kapcsolatos pedagógiai problémák a Vermes Miklós által *B és C* erőnek nevezett két erő, a centripetális erő forrására visszaható reakcióerő és a forgó vonatkoztatási rendszer megfigyelője által észlelt tehetetlenségi erő pongyola használatából, összekeveréséből származhattak. Pedagógiai állást foglalhatunk amellett, hogy gimnáziumban ne tanítsák a gyorsuló vonatkoztatási rendszereket, ez azonban nem értelmezhető úgy, hogy a tehetetlenségi erők használata fizikailag helytelen volna. Akik az általános relativitáselmélettel foglalkoztak, azok tudják, hogy milyen gyümölcsöző szerep jutott éppen a tehetetlenségi erőknek a gravitáció modern, mélyebbenjáró elméletének kialakításában.

Marx György

Eötvös Loránd Egyetem Fizikai Intézete,
Budapest.

A centrifugális erőről szóló vitához

Ha egy követ egy zsinór végén lengetek és azután forgatok, azt veszem észre, hogy egy erő a zsinórt a kezemből ki akarja rántani. Ez egy nagyon egyszerű tapasztalat, melyet ismertem már, mielőtt iskolába jártam. Azt is tudtam, hogy az az erő, amely a zsinórt a kezemből ki akarja rántani, a centrifugális erő, amit a körpályán mozgó kő kifejt. Középiskolában legnagyobb megdöbbenésemre (és elégedetlenségemre) azt tanultam, hogy centrifugális erő nem létezik.

Az egyébként jó tanfolyamon nemcsak azt tanultam, hogy centrifugális erő nem létezik, hanem »energetikát« is tanultam. Az energetikát jelenleg nem akarom tárgyalni, mert az már régen elavult. Annak ellenére azonban, hogy az irodalomban nem kutattam fel a két elmélet gyökereit, nem csodálkoznék azon, ha ezeknek a származása közös lenne.

Miután megtanultam, hogy centrifugális erő nem létezik, csak centripetális erő, akkor még mindig a centrifugális erő fogalmának a segítségével gondolkoztam, csak hogy ebbe egy bűnös érzés keveredett.

Nálam a kérdés csak most tisztázódott teljesen, miután Vermes tanár úr cikkét olvasva, az egész kérdést egyszerre világosan láttam: A centripetális erő az az erő, ami a kőre hat és a körpályát létrehozza. A centrifugális erő pedig az az erő, amivel a kő valahogyan a környékére hat, pl. a zsinóron keresztül a kezemre.

Metodikailag mindenfélet meg lehet állapítani a centrifugális és a centripetális erőkről, például hogy bizonyos körülmények között ki lehet

transzformálni stb... Ezekre a kérdésekre nem akarok kitérni, mivel ezek a mechanika törvényeihez tartoznak és ezek elég világosak, például Csekő tanár úr is sok példával világítja meg azokat.

Meglátásom szerint a kérdés lényege az, hogy a centrifugális erő egész penetráns módon mutatkozik. A tüneteknek viszont olyan tárgyalásmódja, ahol egy ilyen szembeötlő jelenségről azt állítjuk, hogy ez csak beképzelt vagy fiktív, szükségszerűen konfúzióra vezet. Éppen ezért, hogy egy ilyen lehetséges konfúziót megvilágítsak, hoztam fel a saját tapasztalataimat ezen a téren.

Véleményem szerint az idealizmusnak komoly veszélye áll fenn, ha ebben vagy más kérdésben tagadó álláspontra helyezkedünk és direkt tapasztalt tünetenyekről azt állítjuk, hogy nem léteznek vagy fiktívek. Itt én olyan nyilvánvalóan idealista állásfoglalásra gondolok, mint Ernst Maché, aki élete végéig fenntartotta azt, hogy atomok nem léteznek, annak ellenére, hogy kísérletileg az eredmények — melyek az atomok létezését bizonyították — száma egyre szaporodott. Hogy a jelen időből is említsek példát, olyan felfogásokra is gondolok, amelyeket a modern kvantumelmélet ideológusai is felhozhatnak sok esetben, melyek szerint a kvantummechanika pusztán egy matematikai formalizmus, de »részecskék, vagy azoknak mozgása többé vagy kevésbé fiktív«.

Vermes cikkében különösen materialista szellemét tartom értékesnek.

Jánossy Lajos

Központi Fizikai Kutató Intézet, Budapest

A KÖZÉPISKOLAI TANÁR LABORATÓRIUMÁBÓL

Előadási kísérletek a rezgőmozgással, hullámmozgással és hangjelenségekkel kapcsolatban

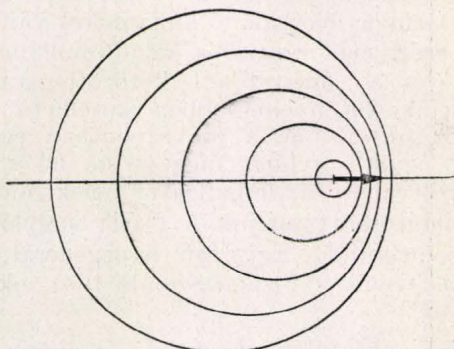
(Folytatás)

4. *Interferencia.* Y-cső közbeiktatásával két egyenlő módon elvékonyított üvegsővön keresztül vezetjük a levegőáramot a vízfelületre. Az üvegsővek távolsága 1–3 cm. A vízfelületen az ismert interferencia-jelenségeket látjuk. A találkozó hullámok egyes helyeken kioltják egymást, másutt erősítik. Ezek a helyek hiperbolákon helyezkednek el, mely hiperboláknak a fókusza a keltési pontokban van. A kísérlet összeállításánál fordítsunk gondot arra, hogy mindkét csőből egyenlő erősségű levegőáram érje a vízfelü-

letet, ezt a csövek emelésével, illetőleg süllyesztésével mindig elérhetjük. Változtassuk kísérleteinkben a keltési pontok egymástól való távolságát is, és mutassuk meg, hogy távolodáskor sűrűsödnek a hiperbolák, közeledéskor pedig távolabb kerülnek egymástól. A vízhullámokon észlelt interferencia-jelenséghez szemléletes modellet ismertetett Tarján Imre, a Fizikai Szemle 1951. októberi számában.

5. *Doppler-hatás.* Mozgassuk a hullámkeltő üvegsővet a víz felülete felett vízszintes irányban

A 22. ábrában felrajzolt hullámjelenséget látjuk, amely lényegileg a Doppler-hatásnak azt az esetét demonstrálja, amikor a hullámforrás mozog a közeghez képest, a megfigyelő pedig áll. A nyíl az üvegcső mozgási irányát mutatja.

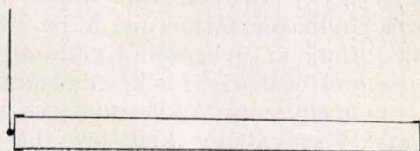


22. ábra

A vízhullámokkal kapcsolatban befejezésül egy-két megjegyzést teszünk. A hullámok kivetítését átmenő fény helyett visszavert fénnel is elvégezhetjük. Szépséghibája ennek az eljárásnak, hogy a körhullámok ellipszisekké deformálódnak. A hullámkeltést lüktető levegőáram helyett elektromos hangvillával is végezhetjük, ha ennek egyik végére tűt erősítünk. A tű végére 2–3 mm átmérőjű viaszgömböcskét ragasszunk. Az interferencia bemutatásánál Y-alakú tűt erősítünk a hangvilla egyik ágára. Az első előadási kísérleteket ilyen hangvillákkal végezték, és vízfelület helyett kb. 10–15 cm átmérőjű higanyfelületen keltettek ú.n. kapillárhullámokat a felületet határoló kapillaris hártában. Az utóbbi esetben a kivetítés csak visszavert fénnel történhetik.

III. Sűrűségváltozás tovaterjedése levegőben

Néhány cm átmérőjű, 1–1,5 m hosszú üvegcső mindkét végét kössük le vékony gumihártyával. Az egyik végén létrehozott kis ütés a másik végén az inga elmozdulásában jelentkezik (23 ábra).



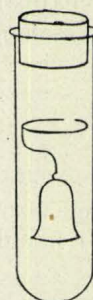
23. ábra

C) Hangjelenségek

1. A hang keletkezésével kapcsolatban tanönyveink számos kísérletet írnak le: satuba fogott és megpendített fűrészlap, centrifugagéppel, vagy kézfűrőgéppel megforgatott korong (30–40 cm átmérőjű), amelyen bizonyos számú

lyukat fúrunk, vagy pedig peremét fogazzuk. Az utóbbi hangkeltési módot kerékpárkerékekkel is megvalósíthatjuk, ha a megforgatott kerék gumiabroncsának rovátkáihoz kartonlapot érintünk. Az említett eszközökön kívül sok szertárban a szirénák legkülönbözőbb fajtái találhatók, amelyek kezeléséhez hozzáfűznivalónk nincs.

2. A hang terjedésével kapcsolatban bemutatjuk, hogy a terjedéshez közvetítő közegre van szükség. A kísérletet általában a légritkító berendezés bűrája alá helyezett villamoscsengővel mutatjuk be. Ha a búra alatt ritkítjuk a levegőt, a csengő hangját egyre gyengébben halljuk. A csengőt helyezük vattára, vagy a vékony elektromos hozzávezetések felhasználásával függesszük fel, így csökken a légritkító tányérjának vagy bűrájának közvetlenül átadott rezgési energia. Ha megfelelő légritkító nem áll rendelkezésünkre, akkor a 24.



24. ábra



25. ábra

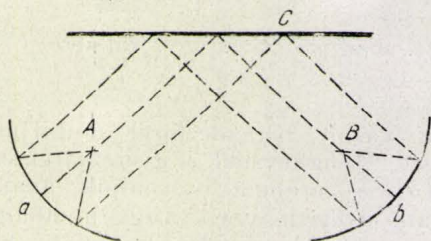
ábrában vázolt berendezéssel mutatjuk be a jelenséget. Hangforrásul a gyerekjátékok között található kis harangot használjuk, amelyet egy vastagfalú üvegedényben, vagy gömbloblikban helyezünk el. Ha az edényt rázzuk, a harang hangot ad. A hangszigetelést az edény falától úgy oldjuk meg, hogy a harangot meghajlított drótra erősítjük, amely vatta közvetítésével szorul az edény falához. A légritkítást pedig úgy oldjuk meg, hogy az edénybe kevés vizet öntünk és a víz forralásával a levegőt az edényből kiűzzük, majd a bedugaszolt edény lehűtésével a benne lévő vízgőzöket lecsapjuk. Ilyen esetben a harang hangja észrevehetően legyengül. A légritkítást kerékpárpumpából készített légszivattyúval is megoldhatjuk. Mindössze a dugattyún lévő bőrt kell megfordítanunk, továbbá egy gumiszelepet vagy tűszelepet szerelni a pumpára úgy, hogy a szelep szíváskor nyisson, komprimáláskor pedig zárjon. Céljainknak megfelelő egyszerű szelepet házilag is készíthetünk a 25. ábra szerint. Húzzunk fémcsőre szelepgumi darabkát, amelynek szabad végét valamilyen módon (pl. egy kis fémdugó behelyezésével) elzárjuk, oldalán pedig kb. 5 mm hosszú hasadékot vágunk zsilétpengével. Ha a levegőáram az ábrán jelölt nyíl irányában halad, akkor a hasadékon átmegy, ellenkező irányú levegőáramnál a szelep zár. Kerékpárpumpából készített légszivattyúval 5–10 Hg cm-es ritkítást

elérhetünk. Nagyobb szívósebességük miatt különösen jól beváltak a motorkerékpárpumpából készített légszivattyúk.

3. A hang terjedési sebességének meghatározását 50–60 m hosszú udvaron — tehát nem túl nagy térségen — is elvégezhetjük. Az udvar egyik végén üssünk ütemesen kalapáccsal egy fatuskóra, amely rövid tompa hangot ad. Az udvar másik végén pedig figyeljük a hozzánk érkező hangot. Az ütések periódusának változtatásával elérhetjük, hogy a hang éppen akkor érkezik hozzánk, amikor a kalapács a tuskótól a legtávolabb van. Ismerve az ütések periódusát, valamint a hangforrás és a megfigyelő közötti távolságot, a sebesség meghatározható.

4. A hangvisszaverődés bemutatásával kapcsolatban tankönyveink általában olyan kísérletet írnak le, amelyben hosszú mérőhenger aljára órát helyeznek s az óra hangját a henger fölé 45° -os szögben elhelyezett kartonlappal verik vissza. Ez a berendezés azonban csak egyéni megfigyelésre alkalmas. (Egyetlen megjegyzést fűzünk csupán ehhez a kísérlethez: célszerű az óra alá vattát helyezni, hogy az óra ketyegéseit ne vegye át az üveg).

Egy másik összeállítást, amelyet a későbbiekben az elhajlás-jelenségeknél is felhasználunk, vázlatosan a 26. ábra mutat. Az A hangforrást



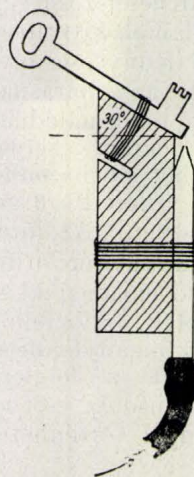
26. ábra

az a homorú tükör gyújtópontjába helyezve, a c felületre párhuzamos nyalábot ejtünk. A visszaverődő hullámokat a b tükör gyújtópontjában elhelyezett B készülékkel fogjuk fel.

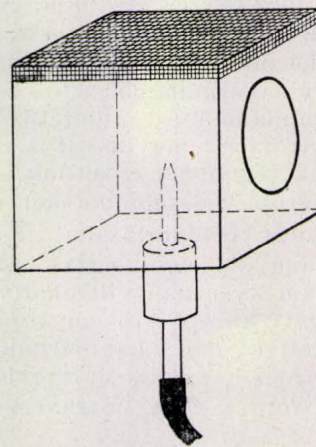
Kísérleteinkben magas rezgésszámú (10 000–15 000 rezgés/mp) hangforrást használunk, amelynél a hullámhossz elhanyagolható kicsi a használt tükrök méreteihez képest. Ilyen hangforrás pl. a nagyobb kézikönyvekből ismeretes Galton síp, amelyet erős levegő-, vagy széndioxid-árammal szólaltatnak meg. Egy másik, házilag elkészíthető, magas rezgésszámú hangforrást látunk a 27. ábrában. Üvegcsőből levegőt fújtatunk egy kis kulcs üreges végére. Sivító hangot hallunk, amelyet gyerekkori játékainkból jól ismerünk. Az üreg átmérője kb. 3 mm, mélysége 4–6 mm. Az üvegcső nyílása kb. 1,5 mm (belső átmérő). Az üvegcső széle sima legyen, ezért ajánlatos a lehúzott véget üveglapon vizes karborundumpeppel »egyenre« csiszolni. A fújtatáshoz erős levegőáram szükséges, amelyet vagy kompresz-

zorral, vagy illatszertárakban kapható fújtató »labdával« állítunk elő. Az üvegcsövet és a kulcsot fadarabra kötözzük, amelyen a kulcs és az üvegcső hajlásszögét, valamint egymástól való távolságukat változtatni lehet. A kedvező helyzetet ki kell keresnünk. Minthogy kísérletünkben párhuzamos nyalábbal dolgozunk és így csupán a tükör felé haladó hullámokra van szükségünk, ezért más irányokba haladó hullámokat a kulcsra és a fadarabra kötözött vattával »elnyeljük«. Kényelmesebben kezelhető hangforráshoz jutunk, ha a fókuszpontban egy fejhallgató egyik kagylóját függesztjük fel a tükör felé fordítva és a fejhallgatót elektroncsöves hanggenerátorból tápláljuk. A másik kagylót vattába csomagoljuk. Egyszerű hanggenerátort írt le Tamás Gyula a Fizikai Szemle 1951. októberi számában.

Felfogó készülékünk ú. n. érzékeny láng, amelyet a 28. ábra szerint állítottunk össze.



27. ábra



28. ábra

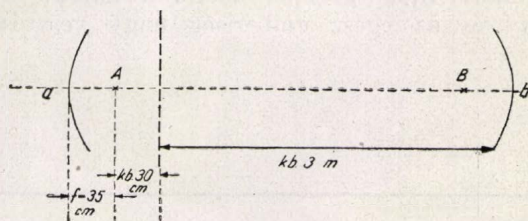
A világítógázt lehúzott üvegcsővön át kartonból, vagy rétegelt lemezről készült dobozba (8–10 cm élhosszúságú kocka) vezettük. Ennek teteje finom dróthálóból (12 szál/cm) készült. A világítógázt a háló felett gyújtjuk meg. Ha a doboz oldalfalán lévő kerek nyíláson (átmérője 5 cm) át hanghullámok jutnak az üvegcsőből kiáramló gázhoz, a láng kissé szétterül, »összeesik«. A gázáram helyes beállítása nem egyszerű. A kiáramló gáz sebességét a gázcsap állításával úgy kell beszabályoznunk, hogy az üvegcső végétől a hálóig teljesen »sima gázfonalat« kapjunk, amelyben az áramlás még lamináris. Ez a sima gázfonál labilis, a hanghullámok hatására az áramlás turbulenssé válik, a láng kissé szétterül és zizegő hangot ad. Ha nagy rezgésszámú hanggal dolgozunk, amelyre fülünk már alig érzékeny, ez a zizegő hang jól hallható. Helyes beállítás esetén a hang megszűntével a gázáram újból laminárisra válik és a gáz nyugodtan ég. Az üvegcső nyílásának helyes

megválasztásával elérhetjük, hogy a láng különösképpen a kísérleteinkben használt nagy rezgésszámú hangokra lesz érzékeny. Kísérleteinkben kb. 0,6 mm átmérőjű csőnyílással dolgoztunk. Az üvegsövet úgy szereljük a dobozra, hogy lefelé eltolható legyen és így a gázcsapon kívül az üvegső és a háló közötti távolság változásával is szabályozhatjuk a gázáramot. A hálóra kevés kósót szórtunk. Ezzel a láng sárgára festve távolról is jól láthatóvá vált. A dobozt, nyílásával a tükör felé fordítva, bifilárisan függesztettük fel. Merev állványra való felszerelés nem előnyös, mert az állvány rezgéseket adhat át a doboznak, ami a gázáramot megzavarja. A dobozt a kívülről jövő hanghullámoktól is óvtuk azzal, hogy a külső falat lazán gézzel vontuk be.

Tükreink 90 cm átmérőjű, kb 35 cm fókusztávolságú alumíniumlemezéből készült gömbtükrök voltak.

Visszaverő felületül a táblát használhatjuk. Ha a táblára köpenyt akasztunk, a visszaverődés elmarad.

5. Ugyanezeket az eszközöket használtuk fel *elhajlási kísérleteinkben* is. Az összeállítás vázlatát rács esetében a 29. ábrában látjuk felülnézetben a távolságok feltüntetésével.



29. ábra

Az *A* hangforrást, az *a* tükröt és a rácsot ugyanarra a forgatható asztalra helyeztük el, a *B* felfogó készülék és *b* tükör helye a kísérletek

közben változatlan marad. Az elhajlás vizsgálata az asztal elforgatásával történt. A rács 7 db kb. 120 cm hosszúságú, 5 cm széles lécből készült. A lécek egymástól való távolsága 7 cm. 11–12 ezer rezgésszámú hang esetében a maximumok az asztalnak kb. 14°-os elforgatásánál jelentkeztek. Mindkét irányban 2–2 elhajlási maximum jól észlelhető volt. Az összeállítással elvégzett hullámhossz-mérést hitelesített hanggenerátorral ellenőriztük, a két mérés között csupán 4–5%-os eltérés mutatkozott. Kísérleteket végeztünk egyetlen réssel is és a mérések a várt eredményre vezettek.



30. ábra

A fentebb említett gömbtükrök helyett hasonló méretű, házilag kartonból elkészíthető parabola-tükörrel (30. ábra) is kísérleteztünk. A jelenség ilyenkor is jól mutatkozik, de energiában szegényebb. (Folyt. következik).

Tamás Gyula és Tarján Imre
Orvosi Fizikai Intézet

Jakov Iljics Frenkel

Jakov Iljics Frenkel, a nálunk is jól ismert Sztálin-díjas elméleti fizikus, a Szovjetunió Tudományos Akadémiájának levelező tagja, az elmúlt év januárjában, 58 éves korában meghalt.

Frenkel igen széles érdeklődési körű tudós volt. Alkotó élete során rendkívül sok új gondolatla gyarapította a fizikai tudományt. Legjelentősebb tudományos eredményeit a kristályok és folyadékok elmélete terén érte el. Magyarra is lefordított könyve (Bevezetés a fémek elméletébe) tanúskodik a fémek elektronelmélete terén kifejtett munkásságáról. Alapvető érdeklődési köréhez tartozott a dielektrikumok és félvezetők elektronikus sajátságainak elmélete. Foglalkozott geofizikával is és a légkör elektromosságának

elméletét már gimnazista korában új meglátásokkal gazdagította.

Rendkívül aktív szellemét csaknem minden fontos fizikai probléma foglalkoztatta, szinte természetesnek tűnik, hogy az atommagok elmélete sem kerülte el figyelmét és ezen a téren is igen komoly eredményeket ért el. Mivel ilyenirányú munkái nálunk kevésbé ismertek, ezeket szeretnénk egy kicsit részletesebben ismertetni. Frenkel azok a magfizikai kérdések foglalkoztatták, amelyeket a molekuláris fizikában általa sokszor felhasznált termodinamikai és statisztikus módszerekkel lehetett megvizsgálni. A nukleonok és α -részek gerjesztett magokból való kibocsátását már 1936-ban analógiába hozta

atomok és molekulák melegített kristályokból való elpárolgásával. A részecske közbenső magból való kibocsátásának valószínűségét (párolgás) a fordított folyamat (kondenzáció) valószínűségével fejezte ki, amint az a páráképződés elméletében szokásos. Ezt az egyszerű fizikai képet használva kiszámította az atommagok energiánívóinak szélességét, megkapta a szélesség függését a közbenső és végső mag energiájától. Amikor 1939-ben kísérletileg felfedezték az uránhasadást, még Bohr és Wheeler publikációja előtt megvizsgálta a nehéz magok energiaviszonyait a maghasadás szempontjából. Miközben összehasonlította a magcsepp felületi energiájának és Coulomb-energiájának változását a mag deformációja során, felfedezte az uránmag spontán hasadásának lehetőségét. Ezt a jelenséget a szovjet fizikusok azóta kísérletileg is megerősítették. Világos fogalmakat alkotott a maghasadás dinamikus lefolyásáról, megvizsgálva a befogott neutron által keltett elektrokapilláris rezgéseket.

1926-ban, két évvel Dirac-féle relativisztikus hullámegyenletének megjelenése előtt, Frenkel publikált egy dolgozatot, amelyben a mozgó mágneses momentummal rendelkező elektron elektromágneses terét vizsgálta. A klasszikus elektrodinamikából kiindulva kimutatta, hogy a mozgó

mágneses momentum mindig kelt elektromos teret. A relativisztikus invariancia követelménye arra vezetett, hogy a mágneses és elektromos momentum összetevői egy másodrendű antiszimmetrikus tenzor komponensei. Ebből a megfontolásból az elektromos momentumra kapott formula pontosan egyezik a Dirac-egyenletből kapott formulával.

Frenkel tudományos munkássága mellett, mint a leningrádi egyetem tanára, nagy figyelmet szentelt a fiatal fizikusok oktatásának. Egész tudományos iskola alakult ki körülötte az elméleti fizika terén.

Frenkel tudományának részletkérdései mellett foglalkozott a fizika alapvető problémáinak elemzésével és filozófiai értékelésével is. Hazánkban is nagy érdeklődést keltettek a kiváló elméleti fizikusnak azok a legutóbb megjelent dolgozatai, melyek tárgya a kvantumelmélet filozófiai alapjainak tisztázása és a jövő fejlődés irányának kijelölése. E munkák fizikusaink széles rétegei előtt is ismeretesek. Ezek voltak a nagy szovjet fizikus utolsó dolgozatai. A bennük lefektetett irányban való kutatás már Frenkel tanítványaira és követőire marad.

Jakov Iljics Frenkel halála a haladó tudomány és az egész emberiség nagy vesztesége.

EGYESÜLETI ÉLET

HAJÓKIRÁNDULÁS

Társulatunk testvéregyesületünkkel, a Bolyai János Matematikai Társulattal közösen szeptember elején hajókirándulást rendezett Leányfalura. A különhajót teljesen megtöltötték a két társulat tagjai. A Leányfalura való hajóút alkalmával eleven kultúrműsor szórakoztatta a résztvevőket. A vidám számok nemcsak mulattatták a hallgatóságot, hanem több alkalommal társadalmi kritikát is gyakoroltak. A nagy sikert aratott műsor összeállításáért Békéssy András tagtársunkat illeti köszönet.

Leányfalun étkezés után többen megfürödtek a Dunában, majd barátságos labdarúgómérkőzésre vonultak át, mely a matematikusok és fizikusok válogatott csapata közt folyt le. A matematikusok nagyobb iramban kezdtek és vezetésre tettek szert, de a féldíó táján a fizikusok erősítették. A mérkőzés végén ismét a matematikusok játszottak jobban, így végül a mérkőzést a Bolyai-Társulat csapata nyerte 5:3 arányban.

Az esti órákban érkezett vissza hajónk Budapestre. A közben többször megeredt eső dacára kellemes emlékek tértek haza a kiránduláson résztvevő tagtársaink. Nemcsak egymással, hanem testvéregyesületünk tagjaival is több ismeretséget kötöttek, ezáltal a kirándulás elérte célját.

SZEGEDI CSOPORTUNK MŰKÖDÉSE

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat szegedi csoportja 1950-ben alakult meg.

Csoportunk munkaprogramját a Társulat alapszabályában lefektetett célok és feladatok határozzák

meg. A munkaprogram megszervezése és végrehajtása, a Társulat munkatervének figyelembevételével készített negyed-, illetve féléves időszaki tervek alapján történik. A munkaszervezés vonalán szoros kapcsolatot tartunk fenn a Műszaki és Természettudományi Egyesületek Szövetsége (MTESz) szegedi intézőbizottságával, melynek ülésein a Csoport titkára és vezetőségének egy tagja (többször a szervező titkár) rendszeresen részt vesz.

A vezetőségi üléseken megvitatott munkatervet az MDP szegedi Egyetem Tanszemélyzeti alapszervezetének vezetőségével is megbeszéljük, így munkánkat a Párt is figyelemmel kíséri, s ha szükséges, esetlegesen felmerülő nehézségeink leküzdésében hathatós támogatást tud biztosítani.

Csoportunk tagságát, mintegy 90%-ban, a szegedi Tudományegyetem Kísérleti és Elméleti Fizikai Intézetének tanszemélyzeti tagjai, a szegedi Pedagógiai Főiskola fizika-matematika szakos tanerei, középiskolai fizika-matematika szakos tanárok, kisebb százalékban pedig egyetemi hallgatók és az Egyetemhez tartozó műszaki segédszemélyzet egyes, főleg a Kísérleti Fizikai Intézetben dolgozó tagjai alkotják.

A Csoport vezetőségének nézete a társulati tagság fogalmának kérdésében az volt, hogy ez a fogalom aktivitást kell, hogy jelentsen, tehát a tag a Csoport munkájában aktívan vegyen részt, bármilyen munkaterületről is van szó.

Az egyetemi és főiskolai tanszemélyzeti tagok esetében, hogy a Csoport munkájából kivegyék a részüket, nincsenek nehézségeink. Az egyetemi műszaki segédszemélyzet is — főleg az előadásokon bemutatásra kerülő új mérőkészülékek, demonstrációs eszközök stb., megépítésével — aktívan támogatja a Csoport munkáját.

A középiskolai tanárok és az egyetemi hallgatók esetében azonban más a helyzet.

A középiskolai tanárokat, kevés kivétellel, a Csoport nem tudta aktivizálni. Meg kellett elégednünk azzal, hogy rendezvényeinken kisebb-nagyobb számban résztvettek, de aktív munkát alig néhányuktól kaptunk. Ennek az inaktivitásnak több oka is volt. A Csoport hasztalan fáradozott a Kétéves Továbbképzés és a Csoport munkája koordinálásának érdekében. A Továbbképzés és a Csoport előadásainak összeesése következtében előadásainkról éppen a középiskolai tanárok hiányoztak. A középiskolákban szétszórótan dolgozó tanárok sokkal nehezebben voltak összefoghatók, mint pl. az egyetemi intézetekben, közel egymáshoz dolgozó tanszemélyzeti tagok.

A Csoport taglétszámfejlesztésének kérdésében az aktív tagság fogalma első pillanatban az egyetemi hallgatók beszervezésénél látszik nem elérhetőnek. Azt le kell szögeznünk, hogy egyetemi hallgatóknak a Csoportba való felvétele feltétlenül kívánatos. A Társulat szempontjából nem közömbös ugyanis, hogy pl. egy fizika főszakos tanárjelölt hallgató még egyetemi tanulmányai alatt megismerkedve a Társulat céljaival, bekapcsolódva annak munkájába, tanulmányainak befejezése után munkahelyére, a középi iskolába, már mint egy-kétéves tagsággal bíró társulattag kerül-e, a Társulattal továbbra is tartva kapcsolatot — munkájával annak működését továbbra is támogatja, vagy mint olyan fizika-tanár, aki hivatott szakmájához legközelebb álló, szakmai problémáival foglalkozó, látókörének szélesítéséért is dolgozó szervezetről talán csak hírből értesült, — ha ugyan értesült.

Mivel a Csoport tagságának túlnyomó részét pedagógusok, illetve pedagógiai pályára készülő egyetemi hallgatók alkotják, következik, hogy a Csoport munkáját elsősorban a továbbképzés kell, hogy jellemezze. A továbbképzés eszközei az előadók és a klubestek.

Csoportunk előadóülésein a résztvevők oly kérdésekről nyertek összefoglaló képet, melyekkel napi munkájuk során nemigen, ill. önképzésük, olvasmányaik alapján csak egyes részleteiben foglalkoztak. (A molekulaszervezet kutatásának fizikai módszerei. Fotoeffektusok mechanizmusáról. Oszcillográfokról és alkalmazásairól stb.)

Középiskolai előadónk pedagógiai-módszertani kérdésekről, vagy a középiskolai fizikatanítást világosabbá és eredményesebbé tevő demonstrációs kísérletekről számoltak be. (A fizikai példák szerepe tanításunkban. A körmozgás tanítása a középiskolában; centripetális és centrifugális erő. Vegyes előadási kísérletek stb.)

Igen fontos feladata Csoportunknak, hogy a szovjet tudomány és technika eredményeit ismertesse és népszerűsítse, régebben élt haladói tudások életéről és munkásságáról beszámoljon. Ebből a célból előadásokat tartottunk, melyeknek keretében orosz és szovjet tudósok (Lebegyev, Lenc, Szkobeljein, Vavilov) életéről és tudományos munkásságáról számoltak be előadónk. A szovjet technika eredményeinek ismertetése céljából szovjet tudományos filmeket vetítettünk le.

Ideológiai vonatkozású előadásunk (A speciális relativitáselmélet ideológiai vonatkozásai) a fizika eredményeinek helyes és világos értékeléséhez járult hozzá.

Klubesteken speciális jellegű beszámolókat tartottunk. (A Beckmann spektrofotométerről. Kristályfoszforok dielektromos állandójának változásairól. Plán-parallellemez és átlátszó folyadék nagyításáról stb.)

Szélesebb rétegek, üzemi dolgozók számára külön nem hirdettünk előadásokat, nem látszott ugyanis cél-szerűnek, hogy a Magyar Természettudományi Társulat ezirányú programját keresztezzük. Segítettük azonban a Természettudományi Társulatot azzal, hogy rendezvényeinken az előadások egyrészét (Elektromos kisülések ritkított gázokban. A Wilson-kamráról. Az elektromosság és gyakorlati felhasználásáról. Az atommag szerkezetéről stb.) a mi tagjaink tartották.

A fentebb említett előadások egy részét — főleg a szovjet vonatkozásúakat — a Magyar Szovjet Barátsági Hónap keretében tartottuk, ezzel is demonstrálva a Hónap ünnepi jellegét.

A Csoport a szakmai és szakideológiai továbbképzést célzó munkán kívül még egy új, nagyjelentőségű feladat megoldására is vállalkozott. A Nép gazdasági Terv sikeres teljesítésének elősegítése érdekében helyi könnyűipari üzemekkel felvéve a kapcsolatot, szocialista együttműködési szerződéseket kötött velük egyes, főleg mérés-technikai kérdések megoldására. Kezdeményezésünk helyes volt, melyre a Párt, állami szerveink, valamint több budapesti és vidéki üzem felfigyelt. E szerződésekkel kapcsolatban derült ki, hogy a legkülönbözőbb termelési szektorban működő üzemeknek vannak olyan problémái, melyek megoldásához a fizikusok hasznos segítséget tudnak nyújtani.

Az üzemekkel való együttműködés feltétlenül hasznos mind az egyes üzemek, mind pedig fizikusaink szempontjából. Az üzemek termelésének mennyiségi és minőségi téren való elősegítése számos példánál már ismeretes; de fizikusaink is profitálhatnak az együttműködésből, mert felfigyelve a termelés problémáira látókörük bővül, hathatósan közreműködve a problémák megoldásában gyakorlati tudásuk gyarapszik, s munkájuk tapasztalatait oktatási munkájukban is hasznosíthatják.

A termelő üzemekkel való együttműködés útján Csoportunk még csak a kezdő lépéseket tette meg, de rajta vagyunk, hogy munkánk mielőbb eredményes legyen.

A továbbképzés és az üzemekkel való kapcsolatok területén való működésen kívül Csoportunk tagjai résztvettek még az Eötvös Loránd Fizikai Tanulóversenyek lebonyolításában, a szegedi versenyeket megszervezték és levezették. A helyi egyetemi közép-kaderképzésbe is aktívan bekapcsolódtunk, a fizikai tárgyak előadásainak megtartásával. Csoportunk részt vett az MTESZ szegedi intézőbizottsága által a szegedi üzemek és egyes egyetemi intézetek, tudományos intézmények bevonásával rendezett szegedi Gazda-mozgalmi kiállítás előkészítésének és lebonyolításának munkájában is.

Ha mérlegeljük Csoportunk munkáját, elmondhatjuk, hogy igyekezve feladatainknak becsületesen megfelelni, értünk el eredményeket, de hibákat is követünk el. A jövőben eredményeinket tovább kell fejlesztenünk, hibáinkat pedig mielőbb ki kell küszöbölünk, hogy a szegedi Csoport is minél hasznosabban járuljon hozzá az Eötvös Loránd Fizikai Társulat programjának eredményes végrehajtásához.*

AZ 1952. ÉVI BRÓDY IMRE ÉS SCHMID REZSŐ DÍJAK

Társulatunk idén is kiosztotta a fiatal kutatók eredményes munkájának jutalmazására alapított Bródy Imre és Schmid Rezső díjakat. A választmány az elmúlt évben végzett munkájukért a következőknek ítélte oda a díjakat.

Pauncz Rezsőnek (Szeged) az aromás szénvegyületek kvantumkémiái vizsgálata terén elért elméleti eredményeiért.

Gergely Györgynek (TÁKI) a gyakorlati alkalmazásokban szerepet játszó lumineszkáló anyagok világítási mechanizmusának vizsgálataiért.

Fenyves Ervinnek és Haiman Ottónak (KFKI) a kozmikus sugárzás kemény komponensének abszorpciójára vonatkozó, közösen végzett méréseiért.

A díjakat Társulatunk dec. 22-i ünnepélyes ülésén Gyulai Zoltán elnök, Jánossy Lajos alelnök és Szigeti György főtítkárral adták át a kitüntetetteknek. A jutalmazottak a díjak átvétele után ismertették kutatásaik eredményeit.

*Helyhiány miatt a Budapesten tartott társulati előadásokról a következő számban számolunk be.

ORSZÁGOS MŰSZAKI KÖNYVTÁR (ezelőtt Műszaki Dokumentációs Központ)

FIZIKA című műszaki lapszemléje

A kimondottan fizikai és fizikai tudományokkal szorosan összefüggő műszaki fizikai anyag mintegy 100 folyóiratban elosztva jut a világ különböző részeiből országunkba. Ha tekintetbe vesszük, hogy nem egy olyan fizikai folyóirat van, amely havonta 40–50 hosszabb és kétszer annyi rövidebb cikket tartalmaz, megállapítható, hogy a fizikai irodalom áttekintéséhez havi több száz cikk áttanulmányozására van szükség. Az említett 100 körüli folyóirat közül legtöbb egy-két példányban jár csak az országba, így csak igen korlátozott azoknak a száma, akik hozzáférhetnek. Ezzel szemben a fizikai irodalmi anyag áttekintő ismerete nemcsak kimondottan a fizikai tudományokkal foglalkozók részére, hanem műszaki és általános tudományos gyakorlat számára is fontos.

Úgy látszik, hogy az Országos Műszaki Könyvtár felismerte mindezeket a tényeket és Fizika címen a fizikai irodalmat tájékoztató folyóiratot indított. Amint az eddig megjelent számokból megállapítható, új típusú ismertető lapról van szó, amelynek tartalma két részből áll. Az első rész elsősorban a szovjet, de ezenfelül más eredetű jelentősebb fizikai tárgyú cikkeket tájékoztató kivonatokban ismerteti. Mivel a kivonatosan ismertethető munkák száma csak korlátozott lehet, a lap második részében folyamatosan címszemlé ad a világ összes jelentősebb fizikai folyóirataiban megjelent cikkekről. A címszemle-részben a címek magyarul is meg vannak adva.

A fizikai irodalomból világlik ki az elkövetkező évek műszaki fejlődésének iránya, innen lehet tudomást szerezni a legújabb műszerekről és készülékekről, új mérési eljárásokról stb., stb. Csaknem kizárólag a fizikai irodalom tárgyalja egyelőre például az atomkutatás kérdéseit és az atomenergia felhasználásának a lehetőségeit, a spektroszkópia elméletét és gyakorlatát, az ultrahangkutatással kapcsolatos kérdéseket, a legújabb nagysebességű és rövididejű fényképező eljárásokat, a mágneses anyagok előállítását és azok elméletét, a vákuumtechnika, eljárásait és módszereit és így tovább. Ebből a néhány példából jól érzékelhető a fizikai irodalom nagy gyakorlati jelentősége.

Az Országos Műszaki Könyvtár a szóbanforgó lapszemle megindításával jelentős szolgálatot tesz mind a fizikusok, mind pedig a gyakorlati szakemberek számára, mert áttekintést ad a világ fizikai irodalmáról olyanok részére is, akiknek a fizikai folyóiratok talán sohasem jutnának a kezükbe.

Örömmel üdvözljük ezt a kezdeményezést és sok sikert kívánunk. Az a tény, hogy a Fizikai Lapszemle a Magyar Tudományos Akadémia Központi Fizikai Kutató Intézetének tudományos és szakirányítása alatt kerül kiadásra, biztosítja a lap szellemi színvonalát illetőleg.

B. Á.

AZ ACTA PHYSICA ÚJ SZÁMA

Az Acta Physica új sorozata I. kötetének 4. (záró) füzetében akadémikusaink alapvető fontosságú kérdéseket tárgyalnak.

Gombás Pál cikkében nagy részletességgel kifejti az atommagok statisztikus elméletét. Mindenekelőtt áttekintést ad a statisztikus módszernek az atommagok körében eddig történt alkalmazásairól, majd összefoglalja azokat az eljárásokat, melyeket alkalmaznunk kell, ha a magot neutronokból és protonokból álló elfajult Fermi-gáznak akarjuk tekinteni. A különböző jel-

legű részecskék közt Majorana típusú kicserélődési erőket, az azonos részecskék közt spintől függő erőket tételez fel. A kölcsönhatási potenciál térbeli részét mindkét esetben skaláris statikus, centrális Yukawa-potenciálnak választja. Végül alkalmas módon meghatározza a protonok közti Coulomb-kölcsönhatást is.

A teljes magenergia a következő részekből tevődik össze: A nukleonok kinetikus energiája, ennek Weizsäcker-féle ú. n. inhomogenitási korrekciója, a neutron-neutron, proton-proton, neutron-proton kicserélődési energia, a protonok Coulomb-energiája és az ebből eredő kicserélődési energia.

A következőkben szerző ezt az energiakifejezést minimalizálja a Ritz-féle eljárás segítségével. Ehhez feltételezi, hogy a maganyag sűrűségeloszlása Gauss-szerű. A számítás elég hosszadalmas és sok numerikus munkát kíván.

A dolgozat eredménye kettős: Egyrészt szerző a tapasztalattal megegyezésben kapja meg az atommagok kötési energiáit, másrészt sikerül meghatároznia a stabilis izotópok elhelyezkedését. — Az egész számításban lényegileg egyetlen szabadon rendelkezésünkre álló paraméter szerepel, mely a nukleonok mezonikus töltését méri.

A következő cikkben Jánossy Lajos az Einstein-féle speciális relativitáselmélet egy lehetséges értelmezésével foglalkozik. Megmutatja, hogy felfogása szerint a Lorentz-transzformáció a szokástól eltérően a Lorentz-Fitzgerald-féle kontrakciós elképzelések alapján is értelmezhető. Ebben a felfogásban a Lorentz-transzformáció azokat a deformációkat írja le, melyeket egy rendszer belső állapotának megváltozása által okozott egyensúlyi állapotbeli változások hoznak létre. Ha már most egy rendszer fénysebességnél lassabban mozog, akkor lehetőség van arra, hogy, éppen fénysebességgel történő hatáskiterjedés révén, a rendszerben létrejött anizotropiát a fenti deformációk éppen kikompenzálják. A szerzőnek a cikkben kifejtett álláspontja szerint azonban a fénysebesség nem rendelkezik abszolút határsebesség jellegével, hanem kitüntetett jellege az anyagot összetartó erők természetéből következik. Eppen ezért, véleménye szerint, ezt meghaladó sebességek is felléphetnek, csak hogy ilyen esetben az izotróp egyensúlyi állapot a deformációk révén nem fog előállani.

Egy másik cikkében Jánossy Lajos a kvantumelméleti fogalomalkotás helyes értelmezésének kérdésével foglalkozik. Kiindulópontjául úgy a fény, mint az elektron kettős viselkedésének és az erre vonatkozó reális kísérleteknek beható analízise szolgál. A szerző felveti a kérdést, vajjon, ha egy »klasszikus« fizikusnak rendelkezésére állottak volna az összes mai tapasztalati tények, kénytelen lett volna-e elvetni a klasszikus leírás fogalmait, avagy sikerült volna-e neki a jelenségekről egy »klasszikus« képet alkotnia? Jánossy Lajos véleménye szerint egy a belénknevelt előítéletektől és a burzsoá ideológiától mentes fizikus feltétlenül képes lenne egy olyan »klasszikus« modellt alkotni a kvantumjelenségekről, mely korántsem esik olyan távol a szokott fogalomalkotásoktól, mint mai értelmezésünk. A továbbiakban a szerző éppen ezt a képet igyekszik kifejteni.

Felfogásának alapvonalait jól megérthetjük a következő példán: Egy fényforrás kibocsát egy fotont. Ennek terjedését a Maxwell-egyenletek írják le és az nem lokalizálható a térben seholsem. Egyszerre útjába esik egy atom. Az ekkor fellépő kölcsönhatás, szerencsés esetben, oly nagy lehet, hogy az egész gömbhullám hirtelen összehúzódik ebbe a pontba, és az atom abszorbeálja az egész fotont. Ha már most a fényhullám útjába nem egy, hanem több atom esik, ezek mindegyikével kölcsönhatásba lép az eloszlott, elkenet hullám és mintegy »versengés« jön létre a fotonért. Ennek eredménye aztán az lesz, hogy a foton végül is megint csak egy pontba, a »győztes atomra húzódik össze. Ilyen módon

nemcsak az abszorpció, hanem az interferencia jelenségek is egyidőre magyarázhatókká válnak. Teljesen hasonló okoskodás áll fenn elektronok, ill. de Broglie hullámok esetében.

Ennek a felfogásnak komoly nehézséget az okoz, hogy feltételez valamilyen, a *fénysebességnél gyorsabban kiterjedő* hatást, mely a részecske összehúzóását okozza. A szerző véleménye szerint azonban, mint az előző cikkében kifejtette, ilyen hatás lehetséges; sőt, éppen ilyen hatás *szükségességének* feltételezése sarkalta a Lorentz-transzformációra vonatkozó vizsgálatait.

A következőkben a hullámfüggvény értelmezésével foglalkozik a szerző. Az ú. n. kevert állapotoknál véleménye szerint a részecske ténylegesen, a valódi térben és nem a Hilbert-féleben *el van kenődve* az egyes állapotok közt. Az *összehúzó*ást egy meghatározott, tiszta állapotra az idealista felfogás szerint a megfigyelési folyamat hozza létre. A szerző viszont úgy látja, hogy az elkenődés, mely a *valódi* térben áll fenn, *eleve* nem lehet egy stabil állapot, csak rövid időre korlátozható, s ezután az elkenődött részecske *magától* összehúzódik. (Emellett lehetséges az is, hogy külső atomokkal való kölcsönhatás ezt a spontán összehúzóást katalizálja). Eszerint pl., ha egy elektron egy potenciálfalon *»kettéoszlik«* egy áthaladó és egy reflektált részre, a szerző szerint ez a kettéhasadás *egyetlen* elektronon is valóban létrejön, de csak igen rövid ideig tart; a két fél hullámesomag hamarosan összehúzódik, valamelyikükbe egy egésszé. Ezt kísérletileg is meg lehetne vizsgálni.

Ezeknek az elképzeléseknek megfelelően a hullámgönyv egyenlet úgy módosítandó, hogy tartalmazzon egy nem lineáris tagot, mely a részecske spontán összehúzóását biztosítja. A szerző próbaképpen meg is ad egy ilyen lehetséges egyenletet és röviden diszkutálja főbb sajátosságait.

A lap befejező rovatában a szerkesztőségi levelek helyén, *Kovács István* és *Budó Ágost* előzetes jelentést közöl a *SrO* molekula kék sávjának szerkezetét felderítő vizsgálatairól.

R. P.

AZ OSZTÁLYKÖZLEMÉNYEK ÚJ SZÁMA

Rövid idővel az I. kötet zárószáma után, május közepén jelent meg a Magyar Tudományos Akadémia Matematikai és Fizikai Osztálya közleményeinek új száma. Ez a terjedelmes füzet tartalmazza az Akadémia 1951. évi decemberi Nagygyűlése alkalmából rendezett fizikai és matematikai előadásokat. Bevezettképpen teljes terjedelmében közli *Rényi Alfréd* osztálytitkár beszámolóját a III. osztály előző évi munkájáról, az osztály ötéves tervéről és az ezzel kapcsolatos feladatokról. Ebből a beszámolóból tiszta képet kapunk arról, hogy Népköztársaságunk Kormányának és Pártunknak segítségével fizikusaink és matematikusaink, csillagászaink és meteorológusaink munkájában az elmúlt esztendő során milyen jelentős sikereket értünk el.

A következő cikk *Max Cosyns* haladó belga fizika-professzor ismertetését tartalmazza, mely a brüsszeli Atomkutató Központ működésének megszervezéséről, a felmerült nehézségekről és ezek legyőzésére szolgáló intézkedésekről tájékoztat. Képet kapunk arról, milyen problémák merülnek fel egy olyan haladó laboratórium munkájában, mely Cosyns prof. szavai szerint *»ideiglenesen nehéz helyzetben az ellenséges területen működő előretolt őrs szerepét tölti be.«*

A következő előadás *Gombás Pál* dolgozata az *»Atommagok statisztikus elméletéről.«* l. 28. old.

Kovács István a stronciumoxid kék sávjain végzett molekulaspektroszkópiai vizsgálatokat ismertet, melyeket a KFKI spektroszkópiai osztályának molekulaszoportja végzett. Ezen vizsgálatok a periódusos rendszer második oszlopában álló elemek oxidjai állapotainak meghatározását tűzték ki célul.

Selényi Pál a következőkben azokat a vizsgálatait ismertet, melyek a higanygőznek szelénegyenirányítókra és szelénfényelemekre gyakorolt hatásával foglalkoznak. A szelén elem elvi működésének ismertetése mellett tárgyalta és bemutatta a higanygőz hatásának vizsgálatára szolgáló berendezést és ismertetette a higanygőz *»mérgező«* hatását és ennek általa adott magyarázatát. Az előadáshoz elméleti szempontból Hoffmann Tibor, a gyakorlati kérdésekkel való kapcsolatot szempontjából pedig Winter Ernő szolt hozzá.

A további előadások a matematikai kutatások körébe vágnak.

Szőkefalvi Nagy Béla a magyar matematikusoknak az elmúlt esztendő során az interpoláció, komplex függvénytan, trigonometrikus sorok, ortogonális polinomok és függvényrendszerek, függvényegyenletek és lineáris operátorok területén végzett munkásságát ismertet.

Szele Tibor kimerítő beszámolóban jellemezte az absztrakt algebra területén elért újabb magyar eredményeket. Kiemelte ezzel kapcsolatban azt a segítséget, melyet ezen a téren a szovjet matematikusoktól kaptunk.

Kalmár László a *»matematika alapjaival«* kapcsolatos vizsgálatokat és eredményeket ismertet. Ezek az eredmények elsősorban az eldöntés-probléma keretébe tartoznak. Úgy az előadás, mint Rényi Alfrédnek, Alexits Györgynek és Aczél Jánosnak ehhez csatlakozó hozzászólásai és Kalmár László válasza igyekeztek a felmerült problémákat a dialektikus materializmus szempontjából is tisztázni. Külföldi vendégeink közül *Kuratowski* professzor a lengyel Állami Matematikai Intézet tudományos tevékenységéről tartott ismertető előadást és beszámolót néhány, a vezetése alatt megvizsgált topológiai problémáról.

Ezután *Hajós György* adott áttekintő ismertetést a magyar matematikusoknak a geometria területén elért sikereiről.

Rényi Alfréd részletes összefoglalásban ismertetette a valószínűségszámítás és a matematikai statisztika területére vágó kutatásokat. Kidomborította, hogy ez a tudományág nálunk tulajdonképpen csak a felszabadulás után, az élenjáró szovjet valószínűségszámítási iskola eredményeinek megismerése után indulhatott fejlődésnek és az elvi kérdéseket illetően, mind pedig az ipar és az alkalmazott természettudományok területén máris jelentős eredményeket produkált. Az előadáshoz ipari problémákkal kapcsolatban Egervári Jenő, a kvantumelmélet új megalapozásával kapcsolatban Fényes Imre, a meteorológiai kérdéseket illetően Takáts Lajos és saját kutatásaival kapcsolatban Bodó Zsolt szolt hozzá.

Végül *Turán Pál* beszámolt az analízis egy általa kidolgozott új módszerének néhány még nem közölt alkalmazásáról.

A füzet végén a szerkesztőség ismerteteti a Népköztársaság Elnöki Tanácsának a tudományok fejlesztése és a kutatómunka terén végzett jó munka elismeréséül hozott határozatát és a kitüntetett fizikusok, matematikusok, csillagászok és meteorológusok névsorát. Végül a III. osztály híreinek rovatában az újjászervezett osztály vezetőségének és az osztályhoz tartozó kutatóintézetek tudományos tanácsainak névsorát találjuk.

R. P.

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

Atommag mint összenyomható folyadékcsepp. Atommagok elméleti vizsgálatánál a magerők pontos ismerete hiányában általában a magot valamilyen modell alapján tárgyaljuk. Sok jelenség, többek közt a maghasadás dinamikájának kielégítő magyarázatát adhatjuk azáltal, hogy a magot összenyomhatatlan folyadékcseppnek tekintjük. Az újabb időkben történt vizsgálatokból azonban arra kell következtetnünk, hogy bizonyos esetekben, pl. nagyenergiájú gerjesztéseknél, a mag összenyomhatóságát is figyelembe kell venni. Flüge legújabb cikkében az atommagot, mint összenyomható folyadékcseppet tekint. A mag energia kifejezését a térfogati-, felületi- Coulomb-energia, neutrontöbbletből eredő és az összenyomhatóság figyelembevételével adódó energia összegeként írja fel. Variációs eljárással meghatározza a minimális energiának megfelelő sűrűségeloszlást és a következő érdekes eredményt kapja: A proton-sűrűség a Coulomb-taszítás miatt a mag határa felé nő és a magerők közvetítésével a protonok mintegy magukkal húzzák a neutronokat is, így tehát a mag sűrűsége nem állandó, hanem a mag középpontjában a legkisebb és a mag határa felé nő.

Flüge ezenkívül kiszámítja még a maganyag nyomását, a mag sugarát és a kötési energiát. Nehéz magokra a magsugár az ismert $R = r_0 A^{1/3}$, könnyű magoknál ettől eltérés van. A Flüge által adott korrekció atomsúlytól való függése nagyjából egyezik a kvantummechanikai modellek alapján számított eredményekkel. Az összenyomhatatlan és összenyomható modell alapján számított kötési energiák közti különbség is kisebb magokra jelentős.

(S. Flüge, Z. f. Phys. 132. 384. 1952.) N. K.

Fotonszámláló antimon-céziumos katóddal. Látható spektrumtartományba eső fényimpulzusok számlálásához olyan fotokatód szükséges, amely egyrészt a látható tartományban érzékeny, másrészt amelyet a gáz-kisülési csövekben beeső ionok nem teszik rövid idő alatt tönkre. Sz. F. Rogyinov, E. N. Pavlova és I. B. Karetnyikova antimon-céziumos összetett katódot használnak argon és hidrogén keverékével töltött csőben. Az integrális érzékenység kezdetben gyorsan leesik $1/10$ részére, de ezután egy hónapon keresztül állandó marad. A spektrális érzékenység maximális 3500 Å-nél, a vörös felé az érzékenységi határ 5500 Å. A termikus emisszió által okozott zajimpulzusok száma 30–100 másodpercenként. (Zsurnal Ekszp. Teor. Fiz. 21. 657. 1951.) K. L.

Egy újabb általános megmaradási tételről. Ismeretes, hogy az atomfizikában általában minden olyan átalakulás lejátszódik, amelyet valamilyen általános érvényű fizikai tétel (energia, impulzus, impulzusmomentum, elektromos töltés megmaradása) meg nem tilt. Éppen ezért érdekes, hogy a proton és elektron egyesülése az elektromágneses energiává való szétsugárzása nem figyelhető meg. Wigner Jenő ebből — és ellenpéldák hiányából — a következő általános fizikai tétel fennállítására következtet: A magfizikai átalakulások során a nukleonok számának állandónak kell maradnia. (Ha ezt Schiff nyomán általánosítjuk, hogy a nukleonok és antinukleonok számának különbsége állandó, magyarázni tudjuk a gerjesztett nukleonok tekinthető V -részesecske töltés-asszimmetrikus bomlását: a

$$V \rightarrow P^+ + \pi^-$$

bomlásfolyamat figyelhető, ellenben a negatív töltésű antiprotonra és pozitív π -mezonra való bomlás nem). Ez a megmaradási tétel másként is megfogalmazható. Tudjuk, hogy a nukleonok maguk körül mezonteret keltenek, a nukleonok mezonterének nagyságát az e elektromos töltéssel analóg g »nukleon-töltés« határozza meg. Ha a tételt az elektromos töltés megmaradásának mintájára mint a g nukleon-töltés megmaradását mondjuk ki, a nukleonszám megmaradásán kívül értelmezni tudjuk a magerők tapasztalt töltésfüggetlenségét is. Ez alatt azt értjük, hogy a proton és neutron, melyek egymásba átalakulni képesek, egyenlő intenzitású mezonteret keltenek). Megjegyezzük, hogy az elektronok, μ -mezonok és nukleonok egymásba való átalakulásánál (β -bomlás, K -befogás, μ -mezon bomlása és befogása) szereplő Fermi-féle f csatolási állandó a mérések hibahatárán belül ugyanakkorának adódik az összes $1/2$ spinű részecskénél. Ha feltételezzük ezen f »fermion-töltés« megmaradását is, valamint figyelembe vesszük, hogy az $1/2$ spinű részek egymásba átalakulni képesek, magyarázni tudjuk a különböző részecskék f Fermi-állandójának egyezését is. (Dokladi Ak. Nauk SSSR. 86. 1952. Proc. Nat. Acad. Sci. 38. 449. 1952.) M. Gy.

Doppler-effektus mérése γ -sugaraknál. Li^7 -magot α -részekkel bombázva B^{11} -mag keletkezik, mely felesleges (gerjesztési) energiáját két γ -kvantum alakjában sugározza ki. A reakciónak 0,958 MeV α -energiánál éles rezonanciája van. A 0,958 MeV-os α -rész átadja impulzusát a keletkezett B^{11} -atomnak, ennek következtében az 0,008c sebességre tesz szert a beeső α -rész mozgásirányában. (c a fénysebesség). Ha az ilyen sebességgel mozgó B^{11} mag által keltett γ -sugárzást a mozgásiránytól 48° -kal vagy 132° -kal eltérő irányból figyeljük, a Doppler-effektus miatt 1,09% eltérés várható a γ -kvantumok energiájában. Jones és Wilkinson NaJ (Tl) szcintillációs számlálóval mérve $1,15 \pm 0,12\%$ eltérést találtak a két irányból érkező γ -kvantumok energiái között. — A Doppler-effektus mérése felhasználható 10^{-14} sec élettartamok mérésére is. Ha ugyanis a meglökött mag a γ -kvantum kibocsátása előtt bomlásfolyamatot következtében lelassul, akkor ez a Doppler-eltolódás révén megfigyelhető. (Phil. Mag. 43. 958. 1952.) K. L.

A relativitáselmélet újabb kísérleti bizonyítéka. Mind a klasszikus, mind a relativisztikus elektrodinamika szerint a mozgó tükrön bekövetkező fényvisszaverődés törvényei eltérnek a nyugvó tükrökre esetére ismert törvénytől, így többek között a visszaverődés szöge nem egyenlő a beesés szögével. Az eltérés a tükrök sebességével, még pedig a klasszikus elektrodinamika szerint az abszolút térben való mozgássebességgel fejezhető ki. (A relativitáselmélet szerint csak az észlelőhöz viszonyított sebesség számít). Ebből következik, hogy, ha a fényforrás, tükrök- és felfogóernyő által alkotott berendezést lassan forgatjuk, a klasszikus elektrodinamika szerint a Föld mozgása következtében a visszaverődés szöge periódikusan ingadozni fog a beesési szög értéke körül. A. B. Pal pakisztáni fizikus többszöri tükrözéssel olyan érzékeny berendezést állított össze, amely alkalmas volt a visszavert fény sugarát igen kis irányváltozásainak a kimutatására. A berendezés forgatásakor nem tapasztalt semmi irányváltozást, mely a Föld abszolút mozgására volna visszavezethető. Az eredmény újabb bizonyítéka a speciális relativitás elvének, mely szerint a fizikai jelenségek minden tehetetlenségi rendszerben egyformán játszódnak le. (Pakistan Journal of Sci. Res. 3. 1951.) M. Gy.

A kiadásért felel: Mestyán János

Műszaki felelős: Tóth Ferenc

A kézirat beérkezett 1952 XI. 21. Póldányiszám: 1600. Terjedelem: 4 (A/5) ív, 33 ábra

Ez a folyóirat MONSZ 3405 és 5602Á szerint készült

Akadémiai nyomda, Gerlőczy-utca 2. — 21606/53 — Felelős vezető: ifj. Puskás Ferenc

FIZIKAI SZEMLE

Az
Eötvös Loránd
Fizikai Társulat
Lapja

TARTALOMJEGYZÉK:

J. V. Sztálin

Cornides István: Modern tömegspektroszkópia

Tarnóczy Tamás: Hangfokuszáló eszközök

A KÖZÉPISKOLAI TANÁR
LABORATÓRIUMÁBÓL

Tamás Gyula
és Tarján Imre: Előadási kísérletek rezgőmozgással, hullámmozgással és hangjelenségekkel kapcsolatban (folytatás)

Gazdasági és Műszaki
Akadémia I. ált. műszaki
tanszékének munkaközös-
sége: Néhány új mechanikai kísérleti eszköz

Gelléri Emil: Kísérletek hőérzékeny anyaggal

EGYESÜLETI ÉLET

KÖNYVSZEMLE



Felelős szerkesztő: Szamosi Géza

Szerkesztőbizottság:

**Csekő Árpád, Faragó Péter, Gáspár Rezső, Kocsis László, Marx György, Szamosi Géza,
Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Vermes Miklós**

Szerkesztőbizottság titkára: Turiné Frank Zsuzsa

Szerkesztőség: Budapest, V., Reáltanoda-utca 13—15. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő: 187-423

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó Budapest, V., Alkotmány-utca 21.

Távbeszélő: 424-595, 424-589, 113-823, 420-538

Felelős kiadó: Mestyán János

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat

Budapest, V., József nádor-tér 1. Telefon: 180-850

Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat József nádor-tér 1, üzlethelyiség. Telefon: 183-022

Előfizetés egy évre 30,—, félévre 15,— Ft; egyes szám ára 6,—Ft

Megjelenik évente hatszor

СОДЕРЖАНИЕ

И. В. Сталин

И. Корнидес : Современная масс-спектрокопия

Т. Тарноци : Звукофокусирующие приборы

Из лаборатории учителя средней школы

Д. Тамаш и И. Тарьян : Демонстрационные опыты по колебательному
и волновому движениям и по акустике (продолжение)

*Коллектив общего технического факультета Экономической и Технической
Академии* : Некоторые новые приборы для экспериментов по
механике

Э. Геллер : Опыты с теплочувствительными веществами

Из жизни общества физиков

Библиография

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

III. évfolyam

2. szám

1953 május

J. V. SZTÁLIN

1953 március 5-én Moszkvában meghalt Joszif Visszárionovics Sztálin, a Szovjetunió Minisztertanácsának elnöke, a Szovjetunió Kommunista Pártja Központi Bizottságának titkára, a világ dolgozóinak vezére és bölcs tanítója, a béke ügyének nagy védelmezője, a Szovjetunió megalapítója és vezetője, népünk felszabadítója, és nagy barátja, mindnyájunk édesapja.

Sztálin halálával a szovjet népet és a földkerekség békéért és szabadságért harcoló százmillióit hatalmas veszteség érte, a legnagyobb veszteség Lenin halála óta. Eltávozott tőlünk korunk legnagyobb embere, a szabadság legnagyobb hadvezére, Marx—Engels—Lenin ügyének folytatója és diadalravivője.

Sztálin halhatatlan eszméi azonban minden korokon túl élni fognak. Élni fognak és éltetni fogják az egész emberiséget a mind szebb és mind boldogabb jövőért vívott harcban.

Éltetni fogják a tudományt, mely a szocializmus és kommunizmus rendszerében soha nem látott magaslatokra emelkedik és tovább fog emelkedni a jövőben.

A marxizmus-leninizmus kimagasló tudósának és alkotó továbbfejlesztőjének eszméi és gondolatai

örökre élni fognak a fizika tudományában is, hazánk fizikájának tudományában is, mely a Szovjetunió tudományának véldáit követve egyre jobban

támaszkodik a dialektikus materializmus filozófiájára, a marxizmus-leninizmus világnézetére. A magyar fizikusok és fizikapedagógusok eszében és szívében örökre élni fognak Sztálin elvtárs tanításai; ezek lesznek tudományunk jelemelkedésének kiapadhatatlan forrásai.

Sztálin neve és eszméi örökké élni fognak hazánk tudományos intézményeiben, melyek száma és jelentősége megsokszorozódott mióta az Ő katonái felszabadítottak bennünket.

A magyar fizikusok tudják, hogy azt a veszteséget, mely az emberiség nagy ügyét Sztálin elvtárs halálával érte, csak a békéért, a szocializmusért, ötévestervünkért való fokozott munkával lehet bepótolni.

Dolgozó népünk, köztük mi fizikusok is, a jövőben még szorosabban zárkózunk szeretett pártunk, Rákosi Mátyás elvtárs mögé és megfogadjuk: fokozott munkával, tudományos teljesítményeink színvonalának emelésével, oktató tevékenységünk szüntelen javításával leszünk méltó katonái Marx, Engels, Lenin, Sztálin halhatatlan eszméjének.



Modern tömegspektroszkópia

A tömegspektroszkóp egyike a legmodernebb fizikai kutatás azon berendezéseinek, melyek már a tudományos munka számos más területén, sőt az ipari életben is igen fontos szerepet játszanak. A tankönyvekből jól ismert *Aston*-féle tömegspektrográf s *Dempster* kissé korábbi első berendezésének mai utódai vegyészeti gyárak termelésének folyamatos ellenőrzését végzik, biológiai kísérletek stabilis nyomjelző izotópjainak kimutatására szolgálnak, az olajipar gáztermékeit, olvasztókemencék öblítőgázát, stb. analizálják, lehetővé teszik kémiai reakció-mechanismusok tisztázását, izotópgyakoriság-arányok meghatározásával geológusokat segítik geológiai időtartamok megítélésében, rakétában fellöve a sztratoszféra szerkezetét kutatják, magreakciók termékeinek vizsgálatával az atomenergiát szolgáltató folyamatokról adnak felvilágosítást, stb. Sokoldalú használhatóság terén felveszik tehát a versenyt a mikroszkópokkal, a katódsugár-összeillográffal vagy éppen névrokonaikkal, a fényspektroszkópokkal.

Érdeemes kiemelni, hogy a rokonság ez utóbbiakkal mélyebb, mint gondolnók. Jól ismeretes, hogy a fényoptikai és »elektronoptikai« jelenségek szoros analógiája, a számítási mód-szerke szintén teljes azonossága azon alapvető tény következménye, hogy a fény útját különböző törésmutatójú közegekben és az elektronok pályáját elektromos és mágneses terekben teljesen azonos alakú egyenletek határozzák meg:

A Fermat-elv szerint a

$$\delta \int_A^B n \cdot ds = 0 \quad (1)$$

illetőleg a legkisebb hatás elve szerint a

$$\delta \int_A^B v \cdot ds = 0 \quad (1a)$$

szélső érték-feltétel, ahol $n(xyz)$ a törésmutató, s $v(xyz)$ az elektronok sebessége. Az egyenletek nyilvánvaló analógiája gyakorlati megfogalmazásban a következőket jelenti: ha olyan elektromos teret létesítünk, melyben az elektronok sebessége minden pontban arányos valamely optikai közeg törésmutatójával, akkor a megfelelő pontból azonos irányba kiinduló fény és elektronsugár útja pontosan összeesik. Mivel az elektronok sebessége a potenciál négyzetgyökével arányos, a megfelelő elektromos tér kialakítása a

$$n = k \cdot v(xyz) = k' \cdot V^{\frac{1}{2}}(xyz) \quad (2)$$

feltételnek eleget tevő potenciáloszlás kialakítását jelenti s ez egészen kézenfekvően mutatja fényoptikai eszközök, pl. lencsék, elektronoptikai megvalósításának lehetőségét. Megjegyezzük még, hogy elektromos és mágneses terek esetében ugyanilyen értelemben beszélhetünk törésmutatóról, de a következő bonyolultabb összefüggés szerint:

$$n = k \left(v - \frac{e}{mc} \bar{A} \cos \varphi \right) \quad (2a)$$

ahol \bar{A} a mágneses tér vektorpotenciálja, φ pedig ennek és a pályae érintő irányának szöge.

Ha már most megállapítjuk, hogy a fenti megfontolások elektronok mellett nyilván ionokra is érvényesek, továbbá, hogy az elektronoptikában természetesen nemcsak lencsék, de prizmák is lehetségesek és pedig olyanok, melyek eltérítése különböző ionokra különböző, a tömegspektroszkóp, mint a fényspektroszkóp elektronoptikai rokona adódik. Ennek hangsúlyozásával nem annyira az inkább formai hasonlóságokra akarjuk felhívni a figyelmet. Érdeemes ugyan utalni arra, hogy a tömegspektroszkóp is három lényeges részből áll: az ionforrásból, a felbontó teret adó analizátorból és a detektáló-regisztráló berendezésből, melyek sorra a fényforrás, a prizma és a fotokamra szerepét játsszák, mégis fenti megjegyzéseink inkább azt akarják érthetővé tenni, hogy a modern tömegspektroszkópia kialakulása határozottan az elektronoptika kb. az 1930-as években megindult rohamos fejlődésének köszönhető. A felbontást adó közismert alapelvek ugyanis önmagukban csak bizonyos minimális feladatokat oldanak meg, továbbjutni csak az elektronoptikai megfontolások és a tapasztalatok segítségével lehetett.

A problémák megvizsgálása céljából lássuk *Dempster* első berendezését (1918), melynek elve egyszerű iskolai példa.

Az $m - m$ síkkal határolt B erősségű homogén mágneses térbe (lásd az 1. ábrát) merőlegesen belépő ion-sugár körpályára kényszerül, melynek sugara

$$R = \frac{v}{e/m \cdot B} \quad (v = \text{const}) \quad (3)$$

Az »eltérítés« tehát valóban a tömeg (m), illetőleg a fajlagos töltés (e/m) függvénye: az azonos sebességű, de különböző tömegű ionok szétválnak és a térből különböző helyeken lépnek ki. Az ionok sebességét egy elektromos tér, többé-kevésbé azonos potenciál-különbség befutása biztosítja és így nem az ionok sebessége, hanem energiája azonos az

$$\frac{1}{2} m v^2 = eV \quad (4)$$

egyenlet szerint. Tömeg szerinti »felbontást«, »szelektálást« azonban így is kapunk:

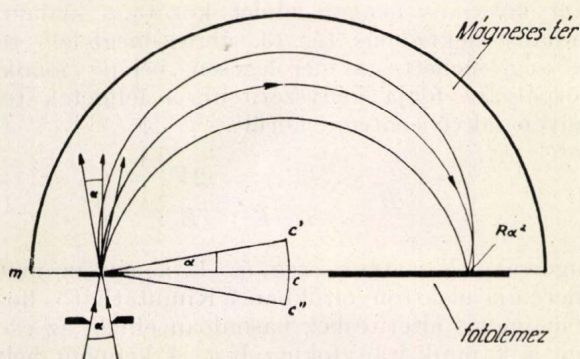
$$R = \frac{\sqrt{2V}}{B \cdot \sqrt{e/m}} \quad (V = \text{const}) \quad (3a)$$

A mágneses térbe keskeny résen belépő ionoknak így pl. egy fotográfiai lemezen (f) éles vonalakat kellene adniok. Számolnunk kell azonban két elkerülhetetlen ténnyel:

1. az ionok azonos energiája a gyakorlatban csak jobb-rosszabb közelítést jelent.

2. Az ion-nyaláb kisebb-nagyobb mértékben *divergens*.

Mindkét tény a spektrumvonalak kiszélesedését eredményezi, ami közeli tömegek »felbontását« nem engedi meg. A második probléma a fényspektroszkópiában is ismeretes: a prizma által vetett virtuális kép u. i. nem kielégítően pontos és így a prizma után következő gyűjtőlencse az ugyan azonos színű, de különböző irányú sugarakat nem tudja éles képbe gyűjteni. A mágneses tér már maga reális képet ad, tehát nemcsak a prizma, hanem egyúttal a gyűjtőlencse szerepét is betölti. A szokásos kifejezéssel élve: »irányfokuszálást« is végez. E kedvező körülmény fennállása egyszerűen, körzővel-vonalzóval, elemi geometriai megfontolással belátható (1. ábra), bár hozzá kell tennünk, hogy — mint minden optikai leképezés — ez a leképezés sem tökéletes: egy



1. ábra

asszimmetrikus hiba adódik, ami a spektrumvonalakat α szögşórás mellett

$$d = 2R(1 - \cos \alpha) = 2R \left(\frac{\alpha^2}{2} - \frac{\alpha^4}{4} + \dots \right)$$

$$d \sim R \cdot \alpha^2 \quad (5)$$

szélességre húzza szét. Kis α mellett azonban e hiba másodrendűen kicsi s valóban elhanyagolható.

Lényegesen komplikáltabb problémát jelent a sebesség, illetve energiaszórás; megoldása az azonos tömegű, de különböző irányú és különböző sebességű (energiajú) ionok fókuszálását jelentené: irányfokuszálás mellett sebességfokuszálást is.

Ez utóbbi feladattal a fényspektroszkópiában nem találkoztunk. Itt valóban már lényeges különbséggel állunk szemben: a fényt egyetlen független paraméter, pl. a frekvencia (a szín) jellemzi, az ionsugarakat ezzel szemben kettő: a tömeg és a sebesség, mely a tömegtől független. (Pl. a kisülési csövekből csősugarakként nyert azonos tömegű ionok nagy sebesség- (energia) szórást mutatnak, mert a különböző helyeken keletkező ionok igen különböző potenciálkülönbségeket futnak be.) A tömegspektroszkópia problémáját éppen az okozza, hogy az eltérítés a (3) egyenlet szerint a sebességnek is függvénye. Másrészt ugyanez a tény lehetővé teszi ionsugarak más szempontú »spektroszkópiáját«: felbontást

sebesség szerint. Ez gyakorlati jelentőséggel mindig azonos tömeg mellett bír, pl. radioaktív α - vagy β -sugarak sebességeloszlásának vizsgálatánál. Sebességpektrumok felvételére nyilván kiválóan alkalmas Dempster berendezése, hiszen az azonos tömeg miatt a sebességfokuszálásnak itt megfelelő tömegfokuszálási probléma nem áll elő. A többnyire ilyen típusú ú. n. » α -spektroszkópok«, » β -spektroszkópok« az atomfizikai laboratóriumok ismert eszközei. Megjegyezzük még, hogy fénysugarak frekvenciájának — a két lehetőség közül választva — a sebességet szokás megfeleltetni, ilyen értelemben beszélünk pl. elektronlencsék leképezésének kromatikus hibájáról.

Visszatérve a tömegspektroszkópia sebességfokuszálási problémájára, érdemes megjegyeznünk, hogy Aston Dempsterrel szinte egyidejűleg megépített ismert berendezése (1919) éppen ezt a kérdést oldja meg, viszont nem biztosít irányfokuszálást. Ez utóbbi hiányosság miatt ma már csak történelmi jelentősége van, ezért részletes ismertetésétől eltekintünk. A 20-as években két berendezés-típus állott tehát a kutatók rendelkezésére, de az említett okokból egyik felbontóképessége sem volt nagyobb 200–300-nál. Miután a felbontóképességként az $m/\Delta m$ hányadost szokás megadni (ahol Δm az m tömeg mellett még kimérhető (elválasztható) legkisebb tömegkülönbséget jelenti) világos, hogy már ezek a berendezések is lehetővé tették az egy tömegegységgel különböző izotópok szétválasztását is végig az elemek »teljes tömegspektrumán«. De nem tették lehetővé a századtömegegység nagyságrendű tömegdefektusok kimutatását.

Természetesen voltak a felbontóképesség növelésének igen kézenfekvő módjai. Az irányfokuszálás pl. nyilván elkerülhető, ha megfelelően keskeny résekkel elég szűk nyalábot vágunk ki analízis céljára. A sebesség-fokuszálás pedig egy ú. n. sebesség-szűrő alkalmazásával válik feleslegessé. Legismertebb a Wien-féle sebességszűrő, melynek kereszttezett homogén elektromos és mágneses terén irányváltozás nélkül csak azok az ionok tudnak áthaladni, melyekre az elektromos és mágneses erők az

$$e \cdot E = e \cdot v \cdot B \quad (6)$$

egyenlet szerint éppen kikompenzálják egymást. Tehát csak azok, melyek sebessége eleget tesz a

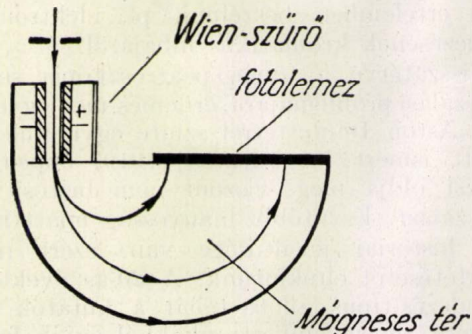
$$v = \frac{E}{B} \quad (6a)$$

egyenletnek. 2. ábránkon Bainbridge sebesség-szűrővel dolgozó, egyébként Dempster típusú berendezése látható (1930). Hasonló berendezést épített egy évvel korábban Bleakney.

Természetesen a sebességszűrő szűrése csak akkor jó, ha elég keskeny kimenő réssel dolgozik, különben a kissé eltérített, tehát már más sebességű ionokat is átengedi! Mindkét kézenfekvő javaslat tehát a szűk rések miatt igen lecsökkentett hasznos ionárammal a tömegspektroszkópok másik igen fontos adatának, az érzékenységnak káros

visszaesését jelenti, ami a kisebb gyakoriságú izotópok észlelését lehetetlenné teszi.

Lényeges fejlődés tehát vagy 10–12 évig nem következett be, valóban mindaddig nem, míg az elektronoptika elméleti és kísérleti módszerei ki nem alakultak. Még 1929-ben *Hughes* és *Rojansky* megvizsgálták radiális elektromos terek fókuszálási sajátságait, 1934-ben *Stephens* a mágneses-tereket, majd *Herzog* 1934-ben kidolgozta az elektromos és mágneses eltérítő terek általános elméletét.



2. ábra

Ezen és bizonyos további ionoptikai eredmények birtokában indult meg a tömegspektroszkópia modern fejlődése több irányban is.

A legjelentősebb lépés kétségkívül az ú. n. *kettős-fokuszálású*: irány- és sebességfokuszálást egyaránt biztosító berendezések építése volt, melyek kellő érzékenységgel mellett ma már 30 000-es felbontóképességet is biztosítanak s megvan a remény a 10^5 érték túllépésére is. Pontos izotópsúly-meghatározások és tömeghiány-mérések ma ezekkel a berendezésekkel történnek.

Gyakorlati szempontból igen jelentős a Dempster-féle irányfokuszáló berendezések egyenes továbbfejlesztése is. Ez részben elektron- ill. ionoptikailag jól átgondolt energiahomogén ionforrások, másrészt a 180° -os eltérítés helyett ú. n. *szektor-terekkel* 90° sőt 60° -os eltérítés alkalmazását jelentette. Az így elérhető (maximálisan 1000-es) felbontóképesség ezeket a berendezéseket igen alkalmassá teszi izotópgyakoriságok mérésére, gázanalízisek végzésére, izotópszétválasztásra és sok más gyakorlati feladat megoldására.

A szektor-tér kisebb kiterjedésű mágneses teret jelent s ez mind súly, mind költség szempontjából könnyebbséget. Mindkét szempontból a mágneses tér a tömegspektroszkópok legigényesebb része: gondoljunk a homogén tér biztosításához szükséges nagymennyiségű vasra vagy az elég tekintélyes mágnesező áram stabilizálására, ami a feltételezett időben állandó tér eléréséhez nélkülözhetetlen. Érthető tehát annak a legutóbbi 1–2 évben megindult új fejlődési iránynak szándéka, mely a mágneses analízáló tér kiküszöbölésére irányul különböző, általában *nagyfrekvenciás elektromos terekkel* való szelektálási elvek felhasználásával. Az eredmények ezen a téren is

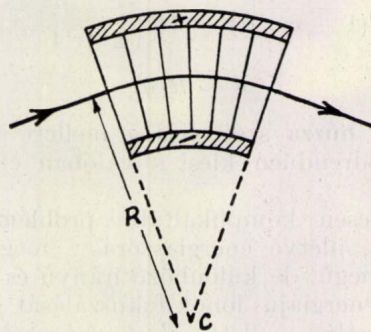
már igen biztatók: az eddig elért 60 körüli felbontóképesség ugyan nem nagy, de a kis méretek és súly s a csekély költség bizonyos gyakorlati problémák megoldására kizárólagosan ezt a típust teszik alkalmassá.

A *kettős fokuszálást* optikailag akromatikus leképezésnek nevezhetnők: egy divergens ionnyaláb ionjait különböző sebességeik (»hullámhosszaik«) ellenére is egy pontban gyűjti össze. Aston spektrográfja ezzel szemben egy akromatikus, de nem élesre állított optikai rendszer, Dempster készüléke viszont éles képet ad, de csak monokromatikus sugarakkal. Tömeg szempontjából természetesen mindig a minél nagyobb diszperzió a kívánatos.

Mindegyik kettős fokuszálású berendezés egy elektrosztatikus és egy mágneses teret alkalmaz. Két koaxiális henger felület között a kialakult radiális elektromos tér (3. ábra) megfelelő térerősség mellett a merőlegesen belépő ionokat körpályára fogja kényszeríteni, a felületek tengelyén fekvő centrum körül

$$R = \frac{v^2}{e/m \cdot E} = \frac{2V}{E} \quad (7)$$

sugárral. (E a térerősség és V ismét az ionok energiája elektronvoltokban.) Kimutatható, hogy a mágneses eltérítéshez hasonlóan ebben az esetben is kapunk irányfokuszálást. A képpont helye a tömegtől független, az energiától azonban nem (ez R képletéből látható!). Így a jobban, illetőleg kevésbé eltérített különböző energiájú ionok képeinek egy sorát kapjuk. Ha most az ionokat tovább



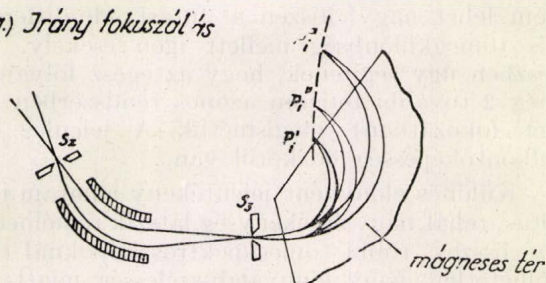
3. ábra

engedjük és egy megfelelő irányú mágneses eltérítésnek vetjük alá, először is nyilvánvaló, hogy a mágneses tér megszünteti a képek után újra bekövetkező irányszórást. Hogy az új, végleges képet a mágneses tér után hol kapjuk, az a mágneses tér méreteitől és erősségétől függ. Ezek már most megválaszthatók úgy, hogy az irányszórás mellett az energia-szórás is kompenzálva legyen, tehát hogy a végleges képek egybeessenek. A lehetőség erre megvan, hiszen most a különböző energiájú ionok megfelelően különböző pontokból divergálnak. 4. ábránk jól mutatja a viszonyokat: a) az irányfokuszálást, b) az

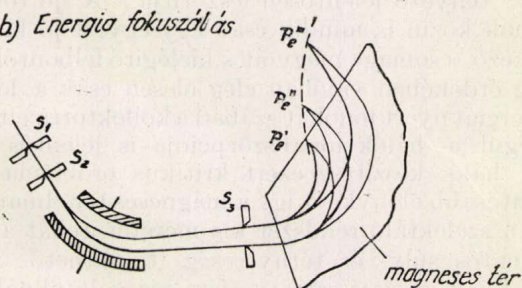
energia-fokuszálást külön-külön 3 különböző tömegesetere. A kettős fokuszálás éppen azt jelenti, hogy a különböző irányú és energiájú ionok által adott két képpont (pl. P'_1 és P'_2) egybe esik. Ábránk jól szemlélteti azt is, hogy a kettős fokuszálással intenzitást nyerünk: ekkor az S_1 és S_3 rések egyaránt viszonylag nagyok lehetnek.

Az természetesen nyilvánvaló, hogy a különböző tömegű ionok különböző helyeken adják ezt a képpontot, hiszen a mágneses tér — szemben az elektromos térrel — tömegtől függő eltérítést ad. Tömegspektrum állt tehát elő, de mindjárt meg kell jegyeznünk, hogy általában nem várhatunk jó fokuszálást, tehát éles spektrumvonalakat végig az egész spektrumon, hanem csak bizonyos spektrum-tartományban. Valóban ez

a.) Irányfokuszálás



b.) Energiafokuszálás

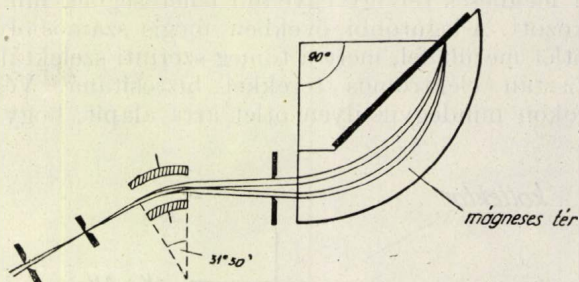


4. ábra

a helyzet a Dempster és a Bainbridge—Jordan-féle berendezéseknél. Mattauch és Herzog érdeme, hogy a radiális elektromos és homogén mágneses terekkel való leképezések problémáját, a mozgás egyenletek meglehetősen fáradságos megoldásával, teljes általánosságban megoldották s így meg tudták adni azokat a speciális feltételeket, melyek mellett végig az egész spektrumon éles leképezés nyerhető.

Érdekes módon a Mattauch—Herzog-spektrográf bizonyos további külsőségeiben is hasonlít az optikai spektrográfokhoz. Az említett tömegtől független kettős fokuszálás mellett ugyanis az elektromos tér nem irányfokuszál, csupán párhuzamosít. Az analízáló mágneses térbe tehát azonos energiájú ionok parallel nyalábként lépnek be, úgy, mint a prizma a kollimátorcsőből érkező fénysugarak (5. ábra). Az eltérítések a terekben viszonylag kicsinyek: $31^\circ 50'$ és 90° ,

ami relatív kisméretű terek fenntartását igényli. A felvehető tömegspektrum viszont jelentékeny hosszúságú: 25 cm hosszú (és pedig sík!) fotografiai lemezt használnak hozzá. A tömegskála négyzetgyökös, a felbontóképesség azonban az egész skálán végig azonos, kerekén 30 000. A meg-



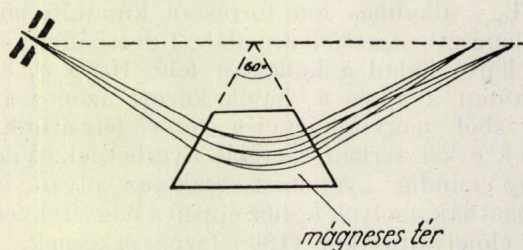
5. ábra

engedhető irány és sebességszórás 1° , illetőleg néhány ezrelék. Az ionok becsapódási szöge a lemezeire elég nagy és szintén végig azonos.

A csak irányfokuszálású berendezések fejlődési fokait energia-homogén ionforrások építése, a »szektorterek« alkalmazása, az ú. n. másodrendű fokuszálás és a kettős irányfokuszálás jelentik. A már komerciális üzemi berendezések ebbe a típusba tartoznak.

A szektorok alkalmazása és a legtöbb ilyen típusú berendezés Nier-től származik. A lényeges lépés itt annak felismerésében állott, hogy a 180° -os helyett csak 60° -os eltérítést adó szektor-keresztmetszetű mágneses terek is biztosítanak irányfokuszálást (6. ábra). A kisebb eltérítés nem csökkenti a felbontóképességet viszont a tömegskála majdnem pontosan lineárisnak adódik és az igényelt tér kisebb kiterjedésű. Használatos a 90° -os szektor-tér is, lényeges különbség az előbbiekkal szemben nem adódik.

A másodrendű fokuszálásra részletes ion-optikai számítások alapján legújabbban merültek fel javaslatok: a mágneses szektortér megfelelően

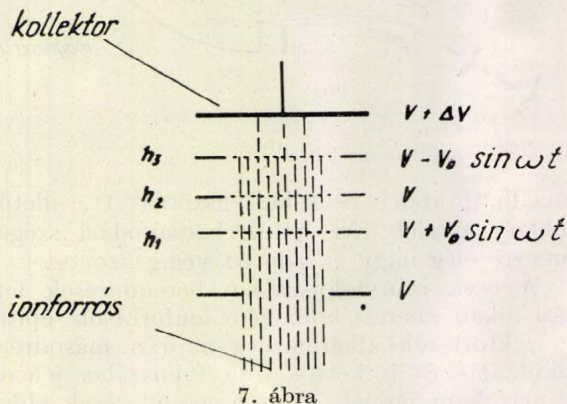


6. ábra

gömbült, vagy (s ez már ismét közelítés) sík, de adott módon asszimmetrikus határfelületeivel az (5) formula α^2 -es tagja kiküszöbölhető. Ugyancsak legújabb keletű az a próbálkozás, mely nem csupán a mágneses térre merőleges irányban, hanem a tér irányában is irányfokuszálást kíván megfelelően inhomogén térrel elérni. Ez az eljárás

minden esetre az intenzitás (érzékenység) jelentős megnövekedését eredményezhetné.

A harmadik említett fejlődési irány a mágneses térrel való szelektálás kiküszöbölését célozza. Ilyen gondolat sokáig fel sem merült, hiszen az elektromos terekkel való eltérítés azonos energia mellett — láttuk — tömeg szerint nem szelektál, a mágneses tér így egyedüli lehetőségnek mutatkozott. A legutóbbi években mégis számos olyan ötlet merült fel, mely a tömeg szerinti szelektálást tisztán elektromos terekkel biztosítaná. Végso fokon mindegyik ilyen ötlet arra alapít, hogy az



7. ábra

azonos energiájú, de különböző tömegű ionok sebessége különböző:

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m} \cdot V} \quad (4a)$$

s így meghatározott utat különböző idők alatt futnak be. Adott, megfelelően nagyfrekvenciás elektromos térben ezért különböző ideig tartózkodnak s különböző eredménnyel szenvednek erőhatást. A jó energia-homogenitás itt nyilván kritikus jelentőségű.

Gyakorlati megvalósításra, sőt már különböző területeken való felhasználásra is Bennett elgondolása került s ezért ezt kissé részletesebben is ismertetjük (7. ábra).

Egy alkalmas ion forrásból kiinduló bő, pl. körkeresztmetszetű ionnyaláb, 3 dróthálón keresztül lépve halad a kollektor felé. Ha a h_1 és h_2 , valamint a h_2 és h_3 hálók között azonos áramforrásból nagyfrekvenciás teret létesítünk, az ionok e két térben energiát nyerhetnek. Világos, hogy mindig gyorsítást csak az olyan ionok kaphatnak, melyek h_2 -hőz éppen a nagyfrekvenciás tér előjelváltásakor (180° fázis) érkeznek. Ezek közül is maximális energiát azok vesznek fel, melyek h_1 -hez meghatározott — a számítás szerint $46^\circ 26'$ -es — fázisban érkeznek. A két feltétel együtt kiemel egy meghatározott ion tömeget, t. i. azt, melynek sebessége az adott konstans energia mellett éppen akkora, hogy az ion a nagyfrekvencia $133^\circ 34'$ fázisváltozásának megfelelő idő alatt h_1 -ről h_2 -re (majd h_2 -ről h_3 -ra) juthasson. A kollektor-elektroda és h_3 -közé megfelelő ellen-

teret adva elérhetjük, hogy az előbbire csak a maximális energiát nyert ion-fajta jut el. Világos, hogy a frekvencia, vagy az eredeti energia változtatásával a maximális energia-nyereség feltétele sorra más és más tömegű ionokra állítható be: vagyis végig mehetünk a tömeg-spektrumon, vagy legalább is annak bizonyos tartományán.

A 46° -os fázis-feltétel első pillanatra talán nem érthető. Gondoljuk meg azonban, hogy ha a félperiódusból akár több, akár kevesebb esne a téren való áthaladásra, akkor az átfutási időből több jutna azokra a fázisokra, amikor a térerősség még, vagy már kicsi. (A 0° utánra illetőleg a 180° előttre.) A kritikus fázis pontos értéke természetesen kiadódik — szélsőérték feladat megoldásaként — ha az elmondottakat számítással kísérjük.

A berendezés felbontóképessége természetesen nem lehet nagy, hiszen a futási idő-differencia kis tömegkülönbség mellett igen csekély. Ezen részben úgy segítenek, hogy az egész folyamatot még 2 további teljesen azonos rendszerben (még két fokozatban) megismétlik. A jelenleg elért felbontóképesség 60 körül van.

Különös előnyként jelentékeny ionáram-intenzitás, tehát nagy érzékenység látszik remélhetőnek az összes többi tömegspektroszkópoknál elképzelhetetlen nagy ionnyaláb-szélesség miatt. (Itt nincsenek rések!) Sajnos, az ionáram erősségét sok tényező jelentősen lecsorítja: A »jó tömegű« ionok közül is mindig csak egy-egy, a jó fázisban érkező »esomaga« megy át s kielégítő felbontóképesség érdekében valóban elég élesen csak a legtöbb energiát nyert ionokat szabad a kollektorra engedni. Végül a hálók ionabszorpciója is jelentős lehet, jó háló készítése ezért kritikus probléma. Legfontosabb előnyként így a mágneses tér elmaradása és a szelektáló rendszer kis méretei, tehát az igen jelentős súly- és térfogatcsökkentés tekinthető. A legújabban végzett sztratoszféra-vizsgálatoknál ezért használták ezt a berendezést. Rövid élettartamú metastabil ionok vizsgálata esetében előnyt jelent az ionok rövid pályája is.

Az eddigiekben tulajdonképpen csak az *analizáló rendszerek* problémáival és legújabb fejlődésével foglalkoztunk: a tömegspektroszkópia valóban központi problémájával. Mind a felbontóképesség, mind az érzékenység szempontjából igen nagy jelentőséggel bír azonban a tömegspektroszkóp másik két alkatrésze, az ionforrás és a detektáló berendezés is. Nem csoda tehát, hogy mindkét vonalon állandó fejlődés tapasztalható.

Az *ionforrás* problémái két csoportra oszthatók: először is a vizsgálandó anyagból ionokat kell produkálnia, majd az ionokból megfelelő nyalábot. A szokásos követelmények: minél kevesebb anyag és energia felhasználás az ionizációnál és pedig minél kisebb nyomás mellett, másrészt minél nagyobb ionáram-intenzitás minél kisebb irány- és energiaszórással. E kikötések részben az anyaggal (mikroanalizisek) és energiá-

val való takarékoskodást, részben megfelelő felbontóképesség és érzékenység biztosítását célozzák. Sajnos azonban jórészt ellentmondanak egymásnak; részben már láttuk pl. hogy az ionáram intenzitás és az irány- és energiahomogenitás főleg egymás kárára növelhetők. Így a feladat többnyire a legmegfelelőbb kompromisszum feltételeinek megkeresése s ezt nem egyszer komplikálják speciális követelmények.

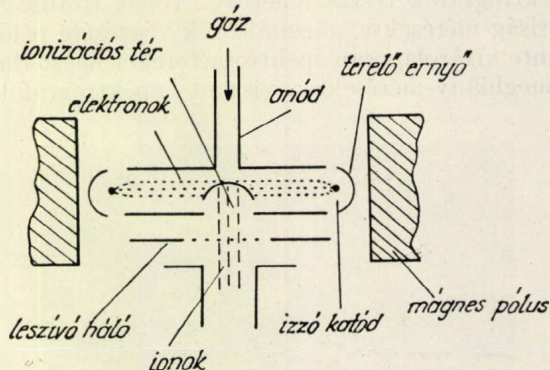
Az általánosan használt ionforrások legtöbbjénél a gáz vagy gőz állapotú anyag molekuláit egy izzó-katódból származó *elektronnyalábbal ionizáljuk*. Az előbbieket szerint fontos, hogy az ionáram/elektronáram viszony (az »elektromos hatásfok«) és az ionizált gázmolekulák/összes gázmolekulák viszony (a »gázhatásfok«) egyaránt minél nagyobbak legyenek. E kettős cél érdekében lehetőleg jól koncentrált nyalábot használnak s az ionizáló elektron-ütközések valószínűségének növelése érdekében az elektronok úthosszát megnövelik. Szokásos eljárás az elektronokat az izzó-katód s egy vele azonos potenciálú elektróda között oszcilláltatni s egyúttal egy mozgásukkal azonos irányú (longitudinális) mágneses teret is alkalmazni, mely egyrészt összetartja az elektronokat, másrészt spirálpályára kényszerítve őket úthosszukat igen jelentősen — együttvéve több százszorosan is — megnöveli. A jó hatásfokkal történő ionizáció lehetővé teszi kis nyomás alkalmazását az ionizációs térben (pl. 10^{-4} Hg mm) ami szükséges ahhoz, hogy az analízis térben a 10^{-6} Hg mm rendű nagyvákuum fenntartható legyen, hiszen a két teret össze kell kötnie az ionok kimenő részének.

A kimenő (hasznos) ionáram természetesen nagy mértékben függ attól is, mi módon formálunk nyalábot a keletkezett ionokból. Ez általában úgy történik, hogy az ionizációs térre, vagy annak egy részére, többnyire az elektronok mozgási irányára merőlegesen, egy gyenge elektromos teret alkalmazunk, az ionokat ezzel »kiszívjuk«, majd ismét megfelelő elektromos terekkel, lehetőleg parallel nyalábbá koncentrálnak. Világos, hogy a leszívó tér nem lehet kiterjedt a megkívánt energia homogenitás miatt, az ionáram kellő nagysága tehát csak akkor biztosítható, ha az ionizáció is térbelileg elég koncentráltan történik.

Az érzékenység-felbontóképesség ellentétnek mindenesetre itt van az egyik forrása. Az ionok kiszívása és nyalábosítása különben tipikus ionoptikai feladat, a fejlődés itt sem lezárt, sőt részletes vizsgálatok erre vonatkozóan csak legújabbban indultak meg. Egy elektron bombázással dolgozó ionforrás vázlatát 8. ábránk mutatja.

Ez utóbbi probléma egyébként az összes ionforrásoknál többé-kevésbé azonos. Lényeges különbség az ionok előállításának módjában van. Különösen szilárd állapotú anyagoknál, elemeknél — minthogy a gőzállapotban való előállítás sok kényelmetlenséggel jár — fontossággal bír az ú. n. *izzóanód-effektust* felhasználó ionforrás-

típus. Ennél a vizsgálandó anyag izzításra bekövetkező direkt pozitív ionemissziójáról van szó. A vizsgálandó elemet valamely sójaként ráviszik egy *W-izzószálra*, vagy megfelelő kötőanyaggal pl. *W-porral* összepréselve külön fűtőtesttel hevítik s a kérdéses elem elég jelentős százalékanban ionalakban kilépő atomjaiból alakítanak, ismét megfelelő optikával, ionsugarat. Maga az izzóanód-hatás még számos nyitott problémát jelent s így az izzóanód-ionforrás is további fejlődésnek néz



8. ábra

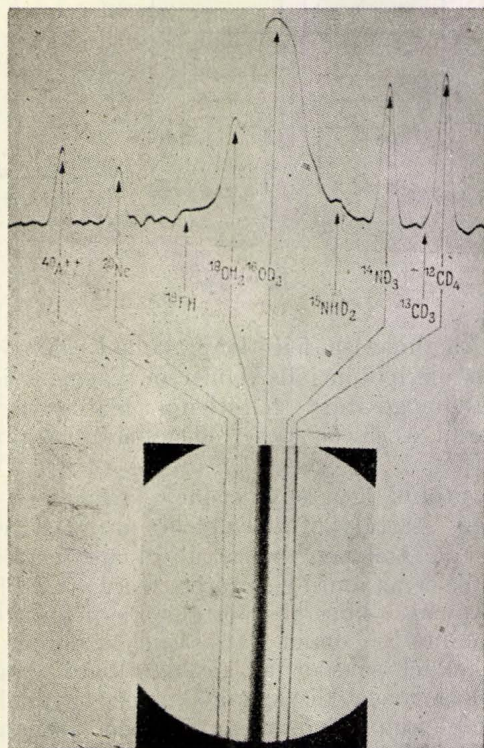
elébe. Alkalmazása feltétlenül komoly előnyökkel jár: az ekvipotenciális felületről származó ionok energiahomogenitása feltétlenül biztosítva van s elmarad a *gáz-beeresztés* megoldásának problémája is.

Ez utóbbi igen egyszerűnek látszik: a gázt valamely tartályból megfelelő áramlási ellenállást adó szelepen keresztül olyan mértékben engedjük be az ionizációs térbe, hogy ott a kívánt kis nyomást konstans értéként fenntartsuk. Eddig nincs is semmi baj, sajnos azonban gázkeverékeknél sokszor az tapasztalható, hogy a beáramlás maga diszkriminál: az egyes komponensek különböző mennyiségben jutnak be az ionizációs térbe s így a vizsgálni kívánt s a ténylegesen vizsgálatra kerülő összetétel különböző lesz. A gázbeeresztés helyes megtervezése ezért bizonyos gázkinetikai megfontolásokat tesz szükségessé, melyekre itt nem térhetünk ki. Diszkrimináció történhet egyébként az ionizációs térből való kilépés során is (pl. az esetleges mágneses tér és tértöltés-hatások miatt), ennek elkerülésére a kiszívást adó ionoptika kialakításánál figyelemmel kell lenni.

Az analízis tér s az ionforrás mellett minden tömegspektroszkóp megfelelő detektáló: az ionokat észlelő-mérő berendezéssel is rendelkezik. Világos, hogy a felbontóképesség is, de különösen az érzékenység döntő módon függenek ennek működésétől, teljesítőképességétől.

A *detektálás* ma mindössze két lényegesen különböző elv alapján történik s innen adódik az összefoglaló »tömegspektroszkóp« mellett használatos másik két elnevezés.

A tömegspektrográfnál a becsapódó ionok fotokémiai hatását használják fel megfelelően elhelyezett fotografiai lemezen, a tömegspektrométereknél a beérkező ionok által képviselt áramot mérjük elektromos úton. A két módszer teljesítő-képességét összehasonlítva azt mondhatjuk, hogy a tömegspektrométerek alkalmasabbak intenzitásmérésre, tehát az egyes ionfajták mennyiségének meghatározására, hiszen az ionárammal közvetlenül ezt mérjük. A spektrumvonalak helyének igen pontos meghatározását viszont a tömegspektrográfok teszik lehetővé. Tehát izotóp gyakoriság-mérésekre, gázanalízisek végzésére például szinte kizárólagosan spektrométereket használnak, tömeghiány-mérésekre viszont spektrográfokat.

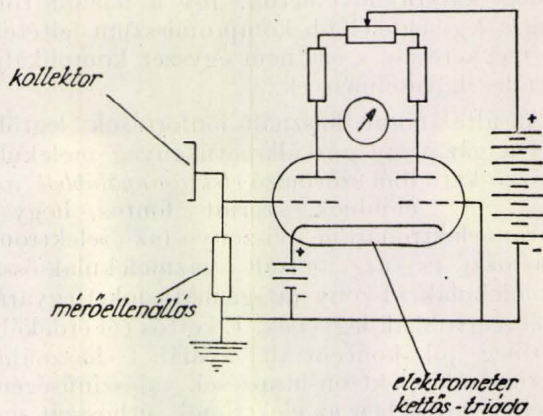


9. ábra

A tömegspektrográf ezért inkább a tudományos munka eszköze maradt.

A fotografiai módszernek kézenfekvő előnye a spektrumok azonnali maradandó rögzítése. Ugyanehhez spektrométeres méréseknél külön automatikus regisztrálást adó apparaturára van szükség. További előnyt jelent az a tény, hogy a fotografálásnál az ionáram időszerinti integrálása történik s így az ionáram stabilitása nem jelent olyan éles követelményt az ionforrással szemben. Határozott hátrányt jelent viszont a speciális lemezek igénye, a szükséges nagyobb ionenergiák s az intenzitás-viszonyok kiértékelésének nehézsége és kisebb pontossága. Ez utóbbi mikrofotometrással történik, a 9. ábrán egy spektrográffal felvett spektrum és kiértékelésének eredménye látható.

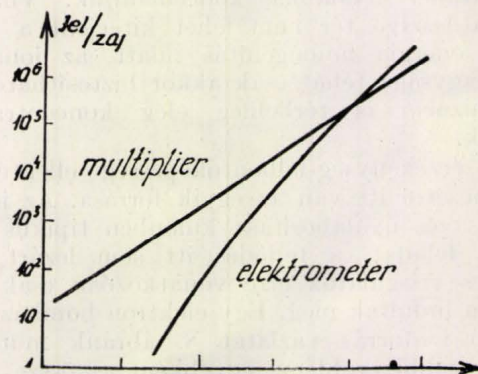
Az ionáramok mérése tömegspektrométereknél — mint a kis egyenáramok mérése általában — feszültségmérésre van visszavezetve. A kollektor után egy mérőellenálláson átfolyó ionáram az utóbbin arányos feszültségesést hoz létre. Köz-



10. ábra

vetlenül ezt mérjük a kis áram helyett, de természetesen sztatikusan, hiszen kicsi áramerősség esetében a megfelelő érzékenység csak igen nagy (10—1000 Mohm rendű) mérőellenállással biztosítható. Korábban sztatikus elektrométereket használtak, ezek nehézsége, kényes volta miatt azonban a 30-as évek óta speciális igen kis rácsáramú elektrométercsövekkel, ezekkel felépített egyenáramú csővoltmérőkkel (egyenáramú erősítőkkel) dolgoznak. 10. ábránk egy kettős elektrométer-triódával hídkapcsolásban dolgozó műszer elvi kapcsolását mutatja. A speciális kapcsolás az egyenáramú erősítőknél sok zavart okozó 0-pont ingadozást, ill. vándorlást igyekszik kiküszöbölni.

Az ilyen műszerek 10^{-14} , sőt 10^{-15} A áramok mérését is lehetővé teszik. Az érzékenység további növelésének a termikus és csőzajok szabnak határt. Elektronsokszorozóknál ebből a szempont-



11. ábra

ból jobb a helyzet: 11. ábránk szerint a jel: zaj viszony 10^{-3} A-tól lefelé ezeknél egyre előnyösebben alakul. Ezért bizonyos feltételek mellett bevált az ionáramok multiplierrel való detektálása és pedig

két különböző módon is: a) az ionokat utógyorsítással fluoreszkáló ernyőre visszük s a multiplierrel a fluoreszcens fényt mérjük, b) az ionokat közvetlenül a multiplier első dinódájára visszük.

A főalkatrészek részletesebb tárgyalása után röviden szólunk ezeknek komplett berendezéssé való összeépítéséről s a nem csekély számú segédberendezésekről is.

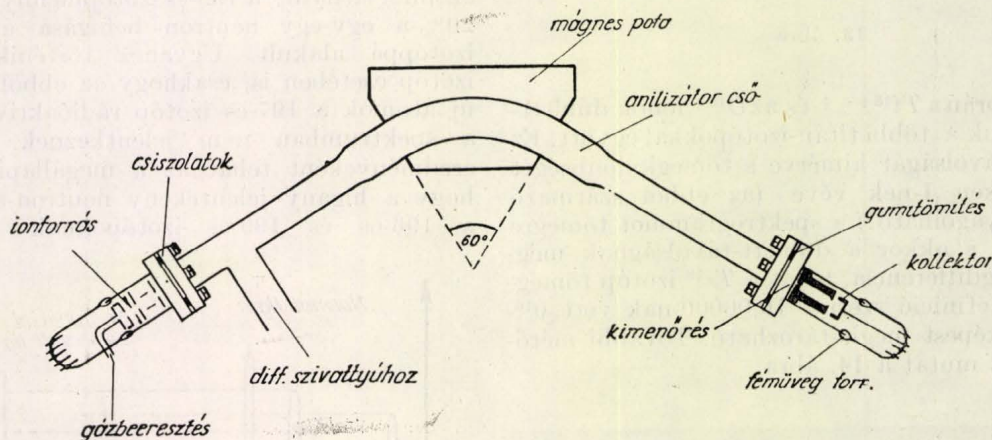
12. ábránk egy 60°-os irányfokuszáló tömegspektrométer felépítését mutatja vázlatosan.

A berendezés törzsét a fémből, többnyire rézből készült analizátorcső képezi, melynek megfelelően meghajlított része az analizáló teret adó mágnespofák közé kerül. A mágnes természetesen egy

Többnyire higany-, ritkábban olaj-diffúziós szivattyúkat használnak, cseppfolyós levegő, vagy szénsavhó csapdával. A komplett berendezéshez hozzátartozik természetesen az elővákuumszivattyú, az ionforrást s a regisztráló berendezést feszültségekkel és áramokkal ellátó stabilizált áramforrásrendszer, megfelelő vákuum-mérő és a vizsgálandó mintákat tartalmazó tartály.

Tájékoztatás céljából az alábbiakban felsoroljuk egy francia gyártmányú S. M. 221. jelű kommerciális tömegspektrométer fontosabb adatait. Ez a berendezés 300 tömegegységig dolgozik, s relatív izotópgyakoriságok meghatározására, valamint gázanálízisre jól bevált.

Felbontóképesség: $m/\Delta m = 300$.



12. ábra

elektromágnes; a térerősség a kellő mértékben stabil (többnyire elektronikusan stabilizált) és finoman szabályozható mágnesező árammal kívánt értékre állítható. A tér homogenitása annál könnyebben biztosítható, minél szűkebb a légrés; az analizátorcső megfelelő részét ezért a lehetséges mértékben ellapítják. A mágnespofák keresztmetszete — mint látható — maga is szektor alakú.

Az analizátorcsőhöz két végén az ionforrás, illetőleg a kollektor és segédelektrodákat tartalmazó két toldat csatlakozik, a könnyű szétszedhetőség (pl. katódcsere) kedvéért összecsavarozható sík csiszolatokkal, melyek közt a tömítést speciális minőségű vákuumgumi adja. Sokszor tömítenek kellő mértékben plasztikus fémmel, pl. ólommal, vagy ezüsttel is. Az elektromos bevezetések fém-üveg, illetőleg fém-kerámia forrasztások segítségével történnek. A fém alkatrészeket adszorbeált, vagy éppen azokban abszorbeált gázok eltávolítása céljából az egész vákuum alatt tartott berendezést ki szokás fűteni: megfelelő kályhában kb. 300—400°-ra hevítve fel. Az egyes elektrodákat külön is kiizzítják.

A szivattyú, melynek végvákuuma a 10^{-6} Hg mm-t el kell érje, általában közvetlenül az ionforrás után csatlakozik az analizátorcsőhöz. Sokszor szokás szívni a kollektor oldalán is.

Ionforrás: elektronbombázással, 0—300 V közt szabályozható elektronenergiával. Az elektronáram stabilitása 0,5%.

A szögeltérítés: 90°.

Mágneses tér: 400—5500 Gauss között szabályozható, a mágnesező áram 1/20 000-részre van stabilizálva.

Ionok energiája: 0—2000 V között szabályozható, a gyorsító feszültség 1/10 000 részre van stabilizálva.

Ionpályák görbületi sugara: 152 mm.

Detektálás: automatikus elektromos regisztrálással (de használható fotografikus regisztrálással is).

Mérhető minimális ionáram: 10^{-14} A.

Méretek: magasság: 2,25 m

szélesség: 2,50 + 0,60 m

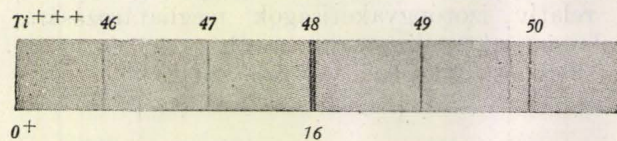
mélység: 0,65 + 0,335 m

Energiafogyasztás: 2 kW.

Befejezésül lássunk néhány kérdést az alkalmazások területéről.

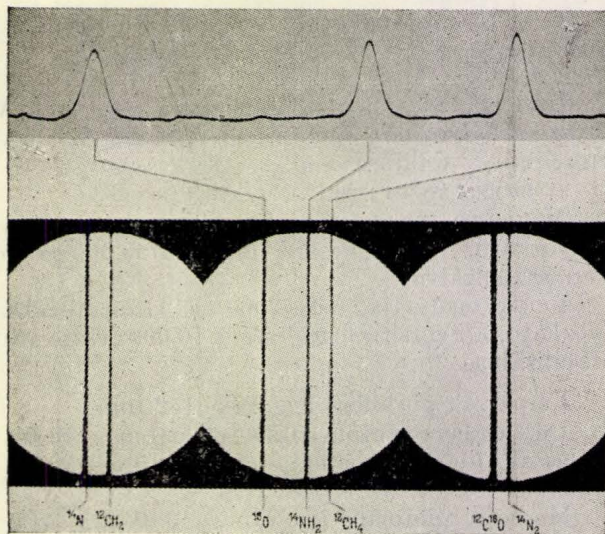
A magfizika szempontjából rendkívül fontos kérdés a pontos izotópsúlyok és így a tömeghiányok meghatározása. Ez a feladat szorosan csatlakozik a klasszikus tömegspektroszkópiai eredményekhez: Thomson, majd Aston izotópfelfedezéseihez.

A szokásos eljárás az úgynevezett *dublett-módszer*. A vizsgálandó ionnal, s egy azonos tömegszámú, de éppen a különböző tömeghiányok miatt kissé eltérő tömegértékű másik ionnal két közeli spektrumvonalat, ú. n. dublettet állítunk elő. Sokszor az egyik ion többszörös töltését használják fel dublett előállítására. Ha már most a dublett egyik vonalának tömegértékét ismerjük és más ismert vonalak segítségével a berendezés »tömegskáláját« kalibráljuk, a dublett-különbség meghatározható.



13. ábra

A 13. ábrán a Ti^{48+++} és az O^{16+} ionok dublettjét láthatjuk a többi titán-izotópokkal együtt. Ez utóbbiak távolságát kimérve s tömegkülönbségét sorra kerekén 1-nek véve (az ebből származó hiba elhanyagolható!) a spektrogrammot tömegre kalibráltuk s akkor a dublett-távolságnak megfelelő tömegdifferencia, tehát a Ti^{48} izotóp tömeghiánya a definíció szerint 16,00000-nak vett O^{16} -tömeghez képest meghatározható. További mérő-dubletteket mutat a 14. ábra.

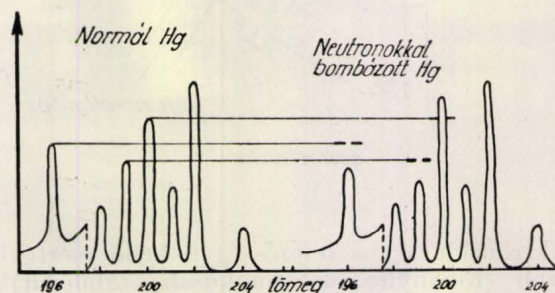


14. ábra

Ha már most az egyes izotóp-súlyok mellett a relatív izotóp-gyakoriságokat is megmérjük, (természetesen szintén tömegspektroszkóppal), az elemek *átlagos atomsúlya* kiszámítható. Ez az eljárás a kémiai atomsúly meghatározásokkal teljesen egyenértékű, sőt azokat egyre inkább kiszorítja. Természetesen elvileg meg éppen a fizikai eljárás a pontosabb, hiszen ez egy definiált atomsúly-egységgel dolgozik, tudniillik az O^{16}

tömegének 16-od részével, míg a kémiai atomsúlyok a »normális« oxigén atomsúlyára vannak vonatkoztatva. Éppen tömegspektroszkópiai vizsgálatokból derült ki, hogy a normális oxigénben a nehezebb izotópok gyakorisága 4%-ot ingadozik, s ezért a kémiai tömeg egység 10 milliimod értékkel változik az oxigén-minta forrása szerint.

A kevésbé ismert magfizikai alkalmazások közül megemlítjük példaként a *neutron-abszorpció* vizsgálatokat. A 15. ábra két spektrométeres mérési eredményt mutat: az első normális, a másik neutronokkal bombázott higany spektrumát. Jól látható, hogy a 196-os és 199-es izotópok relatív mennyisége a neutron-bombázás következtében jelentősen megváltozott. Az utóbbi csökkenésének magyarázata a spektrumokból azonnal látható: a 199-es izotópmennyiség kerekén 20%-a egy-egy neutron befogása útján 200-as izotóppá alakult. Ugyanez történik a 196-os izotóp esetében is, csak hogy az ebből keletkezett új atomok a 197-es izotóp rádióaktivitása miatt a spektrumban nem jelentkeznek. A kísérlet eredményeként tehát az a megállapítás adódik, hogy a higany jelentékeny neutron-abszorpciója a 196-os és 199-es izotópoknak köszönhető.

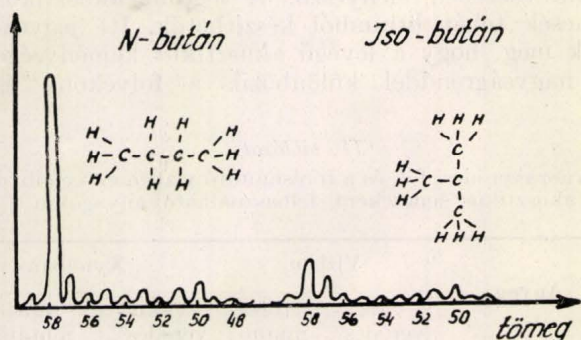


15. ábra

A tömegspektroszkópia legfontosabb közvetlen ipari alkalmazását az igen pontos és az egyéb módszerekénél sok szempontból előnyösebb tömegspektrométeres *gázanalízisek* adják. Egyszerű gázok (O_2 , N_2 , CO_2 , nemesgázok, stb.) keverékének analizálásánál, például a levegő összetételének, evakuált rendszerek maradékgázának vizsgálata, bizonyos gázok tisztaságának ellenőrzése esetében, stb., a tömegspektrumok kiértékelése semmi problémát nem jelent, hiszen az egyes komponensek csak egy-két vonallal jelentkeznek. Sokszor nem is vagyunk kíváncsiak csak valamelyik komponens jelenlétére. Pl. oxigénnyomok keresése vagy vákuumrendszerek hibás, beszívó helyeinek (likak) megkeresése esetében csak az oxigén, ill. hélium spektrumvonalainak a megjelenése érdekes. Talán éppen az utóbbi feladat megoldása jellemző arra, mennyire ipari eszköz, itt egyenesen segédberendezés a tömegspektroszkóp. A likkeresés céljára u. i. a modern laboratóriumokban egy komplett tömegspektrométert használnak, mely a vizsgálandó hibás vákuumrendszerhez csatlakozik s jelzi, ha abba a gyanús helyekre

kívülről ráengedett héliumgázból valamennyi tényleg beszívárgott. E módszer egyaránt rendkívüli gyorsasága és érzékenysége a közismerten sok bosszúságot és fáradságot okozó likkeresést, mint problémát megszünteti.

Jóval komplikáltabb a *szerves gázok és gőzök* analízise. Ezek nagy molekulái u. i. nemcsak egyszerűen ionizálódnak az elektronbombázás hatására, hanem egyúttal disszociálnak is: különböző atomok, gyökök leválása számos töredékiont eredményez. Ezek hovatartozásának kérdése



16. ábra

keverékek esetében természetesen nem dönthető el magának a keveréknek tömegspektrumából. Vegyük például a gyakorlatban sokat szereplő szénhidrogén-keverékek esetét. Egy, két, stb. hidrogénatom leválásával szinte folytonosan minden tömegszámra kapunk iont a teljes molekula tömegszámától lefelé. Lényeges azonban, hogy e töredékionok relatív mennyiségének különbözősége folytán

az egyes szénhidrogének saját karakterisztikus tömegspektrummal rendelkeznek. Igen csekély különbségek esetében is lényeges különbség mutatkozik, jó példa a normálbután és az izobután spektruma, melyek a 16. ábrán láthatók. Mint-hogy már most keverék esetében a komponensek spektrumainak lineáris szuperpozíciójával állunk szemben, az egyes komponensek relatív mennyiségeinek meghatározása megfelelő számú egyenlet (n komponens esetében n egyenlet) megoldásának matematikai feladatává válik s ez számológéppel ma már gyorsan elintézhető. Két komponens esetében természetesen egészen egyszerű a dolog, s így az említett normál- és izobután keverék analízise szinte percek alatt elvégezhető, szemben a hosszadalmas szerveskémiai eljárással.

Nyilvánvaló, hogy az egyes töredékionok megjelenése a bombázó elektronok meghatározott energiáját tételezi fel. (A tömegspektrum ilyen esetekben nagy mértékben függ tehát az elektronok gyorsítófeszültségétől!). Ez a probléma viszont nyilván új alkalmazási terület felé mutat: kémiai *disszociációs energiák, kötéserősségek* kényelmes meghatározása felé. A tömegspektroszkópia ebben a vonatkozásban felbecsülhetetlen segítséget nyújt a modern kémia számára. Közelebbi részletkérdések és további alkalmazások tárgyalására azonban már nem térhetünk ki, hiszen a rendelkezésünkre álló helyet az alapproblémák, a legújabb fejlődési irányok, s néhány tipikus alkalmazás ismertetésével teljesen felhasználtuk.

Cornides István

Eötvös Loránd Tudományegyetem
Fizikai Intézete, Budapest

Hangfokuszáló eszközök*

Az ultrahangos anyagvizsgálat legtermészetesebb eljárása az anyagnak ultrahanggal történő »átvilágítása«. Az átvilágítás, a letapogatás és a keletkező kép felnagyítása csak egy egész új tudományágnak, az ultrahangoptikának kifejtésével vált megoldhatóvá.

Erre a fizikai lehetőséget az adja meg, hogy a nagy rezgésszámú ultrahangok hullámhossza megközelíti a látható fény hullámhosszának nagyságrendjét, s így a terjedési viselkedésük is a fénysugarakéhoz hasonló. Az ultrahangos anyagátvilágítás ötletét 1929-ben Szokolov vetette fel. Később, 1934-ben ezt az ötletet továbbfejlesztve elkészítette az első használható ultrahangos anyagvizsgáló berendezést, majd ezen az úton haladva 1951-ben eljutott az ultrahang-

mikroszkóp első gyakorlati kiviteléig. Ehhez a hatalmas munkához a részletkérdések egész sorát kellett megoldani, és a Szokolov körül kialakult ultrahangiskola a felmerült elméleti, kísérleti és gyakorlati feladatokat fényesen oldotta meg. A munka egyik központi kérdése az ultrahangok fókuszálása volt, és ezt a kérdést szeretnénk most közelebbről megvilágítani.

Az ultrahangenergia összegyűjtésére, párhuzamosítására vagy szórására négy lehetőség adódik. Három az optikából ismeretes: a homorú vetítőkkel, a lencsékkel és a zónalemezekkel való sugárterelés. A negyedik lehetőségnek nincs optikai megfelelője, az az ú. n. homorú sugárzókkal történő sugárirányítás.

A hangvetítők alkalmazása durvább eljárásokhoz megfelelő, de hibamentes leképzéshez teljesen alkalmatlan. Hiszen a legfontosabb feltétel, a pontszerű hangforrás nem valósítható meg, ha pedig megpróbáljuk megközelíteni, igen kis

* Részlet a Szerzőnek az Eötvös Loránd Fizikai Társulatban 1951. dec. 17-én elhangzott előadásából: Az ultrahangkutatás kimagasló eredményei a Szovjet-unióban.

hangenergiákhoz jutunk. Az egyetlen lehetőség, ahol a parabolikus hangvetítőt ki lehet használni, a gáz- vagy folyadékáram-generátoroknál mutatkozik. Az ezek keltette hullámhosszak azonban még messze vannak az anyagvizsgálatban szokásos 0,1 mm vagy még sokkal kisebb hullámhosszaktól. (Lásd az I. táblázatot.)

Az akusztikai lencsék sokkal nagyobb alkalmazhatóságnak örvendenek. A lencsék készítésének a különféle anyagokban különféle terjedési sebesség adja meg a lehetőséget. A fénytani analógiák itt is alkalmazhatók, csak arra a lényeges különbségre kell ügyelnünk, hogy optikában a fényterjedés közönséges anyaga a levegő, tehát a legnagyobb terjedési sebességgel rendelkező közeg, a lencsék anyaga pedig üveg, kvarc stb., amelyekben jóval kisebb a terjedési sebesség (nagy a törésmutatójuk). Az ultrahangok esetében a terjedés anyaga rendszerint víz vagy olaj, a lencsék pedig általában jóval nagyobb terjedési sebességű, tehát kisebb törésmutatójú szilárd anyagokból készülnek. Ebből az következik, hogy ha olajban vagy vízben alumíniumlencsével össze akarjuk gyűjteni az ultrahangnyalábot, homorú lencsét kell szerkesztenünk. A domború lencse az ultrahangnyalábot szórni fogja.

I. táblázat

Különféle frekvenciájú ultrahangok hullámhossza a leggyakrabban használatos anyagokban

Anyag	Hullámhossz mm-ben				
	1 Mc/s	5 Mc/s	10 Mc/s	50 Mc/s	100 Mc/s
Alumínium ...	6,22	1,24	0,62	0,124	0,062
Vas	5,81	1,16	0,58	0,116	0,058
Koronaüveg ..	5,66	1,13	0,57	0,113	0,057
Kvarcüveg ...	5,57	1,11	0,56	0,111	0,056
Sárgaréz	4,43	0,89	0,44	0,089	0,044
Flintüveg	4,26	0,85	0,43	0,085	0,043
Trolitul	2,67	0,53	0,27	0,053	0,027
Bakelit	2,59	0,52	0,26	0,052	0,026
Ólom	2,16	0,43	0,22	0,043	0,022
Víz.....	1,48	0,29	0,15	0,029	0,015
Transzformátor olaj	1,39	0,28	0,14	0,028	0,014

A lencsék szerkesztésekor néhány fontos gyakorlati szempontot kell figyelembe vennünk.

a) Anyagválasztás. A vívőközeg és a lencse akusztikus impedanciája (akusztikus keménysége), amelyet a sűrűség és terjedési sebesség szorzata ($\rho \cdot c$) definiál, nem különbözhet nagymértékben egymástól, mert ellenkező esetben a határfelületeken visszaverődés folytán nagy energiaveszteség jelentkezik. Az első feltétel tehát ;

$$\rho_1 c_1 \sim \rho_2 c_2 \quad 1.$$

A sebességeknek viszont feltétlenül különbözőniük kell egymástól, mert a törésmutatót a két sebesség hányadosa jelenti. A második feltétel tehát

$$c_1 \neq c_2 \quad 2.$$

Mindkét feltételt kielégítő anyagot nagyon nehéz találni. A II. táblázatban a viszonylag legmegfelelőbbeket mutatjuk be. Különösen feltűnő a visszaverődési százalék nagy értéke, amely csak folyadék-folyadék határfelületen és litium esetében elenyésző. A legjobb akusztikus lencsék tehát litiumból készíthetők. Itt jegyezzük meg, hogy a levegő akusztikus keménysége 3 nagyságrenddel különbözik a folyékony és

II. táblázat

A visszaverődési fok és a törésmutató vízben és xylolban akusztikus lencseként felhasználható anyagokra

Anyag	Vízben		Xylolban	
	visszaverődés%	törésmutató	visszaverődés%	törésmutató
Alumínium ...	69	4,2	76	4,6
Litium	—	4,2	76	4,6
Trolitul	9,6	1,7	18	2,0
Plexiüveg	13	1,9	23	2,1
Széntetraklorid	10	1,5	2,3	1,4
Kloroform	10	1,4	2,3	1,3

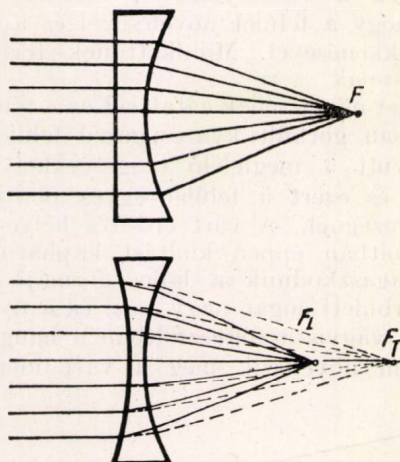
szilárd anyagokétól, tehát a levegő határfelületén 100%-os visszaverődés keletkezik. A levegőt az ultrahangoptikából teljesen ki kell küszöbölnünk.

b) Formai kialakítás. Ha szilárd anyagba a hangsugarak nem merőlegesen lépnek be, a longitudinális rezgések mellett transzverzálisak is keletkeznek. Ezeknek más a terjedési sebességük, és így a lencsének kettős fókusza lesz (1. ábra). A következő nehézséget az okozza, hogy vannak a lencsének olyan vastagságú helyei, mégpedig a $(2k-1)\lambda/4$ vastagságúak, amelyek a λ hullámhosszúságú ultrahangra nézve, tekintet nélkül az akusztikus impedanciára, nem áteresztők. Jó áteresztőképességű lencséket tehát úgy lehetne csiszolni, hogy az ilyen vastagságú helyeket koncentrikusan kihagynánk a lencséből. Ez a gondolat a szerzőtől származik és megvalósítása az elgondolást teljes mértékben igazolta. A részletes eredményről más helyen fogunk beszámolni.

c) Az ultrahanglencsék fókusz távolsága a görbületi sugárral (r) a következő összefüggésben van :

$$f = \frac{r}{1 - \frac{c_1}{c_2}} \quad 3/a.$$

ahol c_1 a vivőközegben, c_2 pedig a lencse anyagában a hang terjedési sebessége. A 3/a összefüggésből is látható, hogy $c_1 = c_2$ esetben a fókusz távolság végtelen, vagyis nincs lencsehatás. Gyakorlati példaként említjük, hogy olajfürdőbe merülő 10 cm görbületi sugarú alumíniumlencse fókusz távolsága kb. 14 cm.



1. ábra. Merőleges belépés esetén akusztikus lencsével a longitudinális rezgések egy pontban gyűjthetők össze. Ferde belépéskor kisebb sebességű transzverzális rezgések is fellépnek, és ezek fókusza távolabb keletkezik

A lencsék hibáinak és energia-áteresztőképeségének vizsgálatában Rozenberg végzett úttörő munkát. A fent említett nehézségeket főként az ő könyvéből ismerhetjük meg. Még megemlíthetjük, hogy az energiaelnyelés következtében a lencse anyagának belső felmelegedése miatt is súlyos leképzési hibák keletkezhetnek. Ez a felmelegedés nem kis mértékű, különösen műanyagokban. Saját vizsgálataink szerint plexiüvegrúd $2-3 \text{ W/cm}^2$ intenzitású ultrahang hatására 3 perc alatt 20°C -ról 60°C -ra melegedett fel.

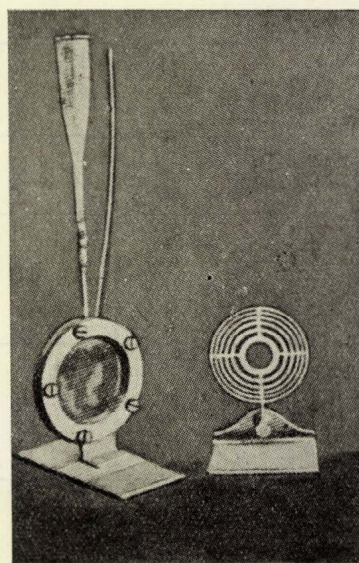
Zónalemezek. Ezeknek a hibáknak a kiküszöbölésére a lencsét sokszor Fresnel-féle zónalemezekkel szokták helyettesíteni (2. ábra). Erre vonatkozólag Karpacheva, Rozenberg és Tartakovszki munkáiban találjuk a legtöbb adatot. A zónalemezek alkalmazásával a határfelületi energiaveszteségek elmaradnak, erősebb gyűjtőhatás érhető el, és az abszorpció okozta felmelegedés nem hoz létre olyan mértékű aberrációkat, mint a lencsénél. Csak nagyobb nyílásszög esetén jelentkeznek bizonyos aberrációk. Ez Rozenberg szerint ismét az energiakérdést veti fel, mert a sugárzó hangforrás felületi nagyságával a maximális teljesítménye is meg van határozva, ezt az értéket pedig a legnagyobb zónagyűrű átmérője korlátozza. A zónalemezek használata elsősorban megmunkálási nehézségek miatt még erősen korlátozott.

A zónalemez fókusz távolságának meghatározása az

$$f = \frac{r_1^2}{\lambda} \quad 3/b.$$

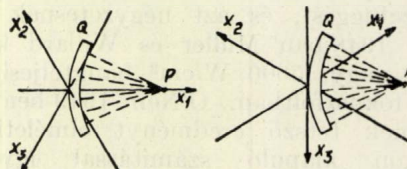
képlettel történik, ahol r_1 az első zóna sugara. A többi zónagyűrűt célszerű $\lambda/2$ eltolással készíteni, hogy az intenzitásnyereségre tegyünk szert. Ez a jelenség az optikában közismert.

Homorú sugárzók. Energiadús, összetartó sugárnyaláb létesítésére legkézenfekvőbb gondolat homorú formájú sugárzóelem választása. Ez olyan lehetőség az akusztikában, amelynek nincs optikai megfelelője. Ha egy piezoelektromos vagy magnesztotrikciós sugárzó egész fe-



2. ábra. Akusztikus lencse és zónagyűrűrendszer. A lencse folyadékkal tölthető meg, erre való a felül kiálló töltőberendezés

lületén homogén, akkor a felületének minden egyes pontja azonos fázisban sugároz ki, és a kisugárzott hullám frontjának alakja közel a felülethez magának a felület alakjának felel meg. Ha tehát a felületet homorúnak képezzük



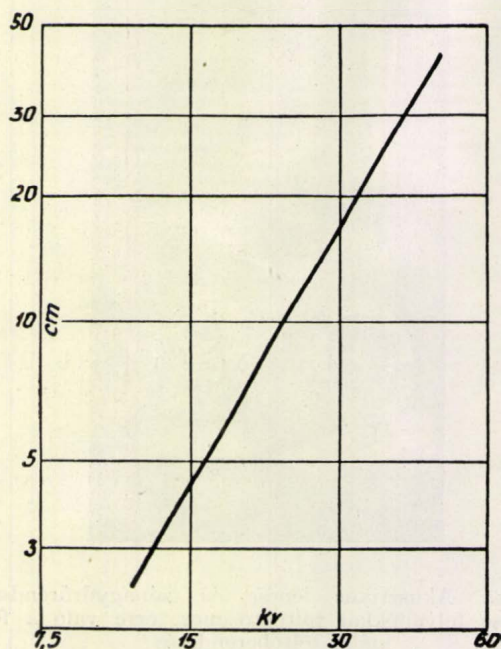
3. ábra. A homorú kvarclemez kivágási lehetőségei. Az x_1 , x_2 és x_3 a kvarc elektromos tengelyei

ki, a görbületi középpont felé haladó gömbhullámokat kaphatunk, azaz magával a sugárzóval valósíthatjuk meg az energia fókuszozását. A görbületi sugár ez esetben azonos a fókusz távolsággal. A sugárzó felülete és követ-

kezőképpen teljesítménye is elméletileg tetszőlegesen nagy lehet, a határokat az szabja meg, hogy milyen nagy átmérőjű homogén kvarc-lemezt lehet készíteni.

Az energia koncentrációja a fókusz közelében attól függ, hogy mekkora a görbületi sugár és a hullámhossz aránya (r/λ) és, hogy mekkora a sugárzó elem nyílásszöge (α).

A homorú kvarc-sugárzót Grützmacher alkalmazta először (1936). A kvarc kivágása kétféle módon lehetséges, mint a 3. ábra mutatja. Grützmacher eredeti 15 cm átmérőjű kvarc-lemezével a fókuszban 160-szoros energia-koncentrációt ért el. A következő lépés Tumanszki nevéhez fűződik, aki a homorú oldalon levegő-párnát alkalmazott, s ezzel a hatást nagyjából



4. ábra. Összefüggés a homorú rezgő kvarcra kapcsolt feszültség és az olajszökőkút magassága között

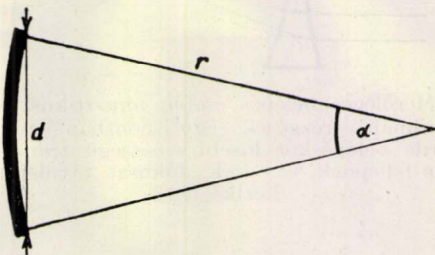
megkétszerezte. Ugyancsak ő vizsgálta a kvarc-lemezre kapcsolt feszültség és az ultrahang által az olajban létesített szökőkút magassága közti összefüggést, és azt négyzetesnek találta (4. ábra). 1948-ban Müller és Willard kísérleti úton igen nagy, 5000 W/cm^2 hangteljesítményt ért el a fókuszoltban. O'Neil 1949-ben ezt a hihetetlennek tetsző eredményt elméleti megfontolásokon alapuló számítással igyekezett igazolni. Közönséges sík kvarc-sugárzókkal a gyakorlatban szokásos nagy teljesítmények $15\text{--}30 \text{ W/cm}^2$ körül mozognak, a fókuszban tehát $150\text{--}300$ -szoros koncentráció érhető el. O'Neil számításai ehhez képest túl nagy értékekhez vezettek. Gubanov a számítást továbbvitte, de szintén csak kis nyílásszögekre érvényes eredményekhez jutott. Az ú. n. fókusz-

oltban uralkodó és a sugárzó felületen mérhető hangnyomásértékek hányadosa Gubanov szerint

$$K_p = \frac{p_x}{p_0} = \frac{4F}{r\lambda} \quad 4.$$

ahol F a sugárzó felület, r a görbületi sugár és λ a hang hullámhossza (5. ábra). Kérdés, hogyan lehet ennek a viszonynak az értékét növelni. Világos, hogy a felület növelésével és a hullámhossz csökkenésével. Mindkettőnek természetes határai vannak.

A felület növelésének gátat vet az a tény, hogy a túlságosan görbült kvarc-sugárzó felülete nem halad együtt a megfelelő tengelyekkel (lásd a 3. ábrát) és ezért a felület egyes pontjai nem fázisban rezegnek. A várt erősítés helyett tehát a fókuszoltban éppen kioltást kaphatunk. Ha viszont ragaszkodunk a lapos formájú felülethez, a görbületi sugár nagy lesz, és a nyílásszög lecsökken, vagyis a fókuszoltban a hangnyomás értéke nem növekszik meg a várt mértékben.



5. ábra. Homorú kvarc-sugárzó sugara és nyílásszöge. A betűk magyarázatát lásd a szövegben

Ez jobban látható a 4. egyenlet egyszerű geometriai megfontolással nyerhető átalakításából, amely azonban csak $\cos \alpha_{\max} \sim 1$ esetben érvényes:

$$K_p = \frac{2\pi}{\lambda} r (1 - \cos \alpha_{\max}) \quad 5.$$

ahol α_{\max} a teljes nyílásszöget jelenti (lásd az 5. ábrát). Végeredményben a görbületi sugár és a felület növelésével mégis jobb energiaközpontozást érhetnénk el, ezzel azonban a fókuszolt messzebb kerül és a közeg abszorpciója rontja le a hatást.

Hasonlóképpen járunk el, ha a hullámhossz csökkentését tűzzük ki feladatul. Tudjuk, hogy a közeg abszorpciók együtthatója a frekvenciával növekszik. Gubanov egy optimális hullámhosszat definiált, amely az elnyelési együtthatóval és a görbületi sugárral a következő összefüggésben van:

$$\lambda_{\text{opt}} = \sqrt{2\beta r} \quad 6.$$

ahol β a közeg elnyelési együtthatója. Ekkor az ismert abszorpciós képletből;

$$p_x = p_0 e^{-\frac{\beta r}{\lambda^2}} = p_0 e^{-0,5} = 0,6 p_0 \quad 7.$$

azaz ezen a hullámhosszértéken a fókuszig az elnyelés következtében 40%-ot csökken a nyomás értéke a felületi értékhez képest.

Gubanov kis nyílásszögek esetén a fókuszolt nyomáeloszlását is megvizsgálta és O'Neil eredményeivel egyező értékeket kapott.

Az eddig ismertett számítások speciális esetekre vonatkoznak és nem adják meg a jelenség általános képét. Ez elsősorban a kis nyílásszögekre való korlátozás miatt van így, másodszorban azért, mert pl. a Gubanov-féle levezetések csak a hangnyomásértéket szolgáltatják. Tudjuk, hogy az intenzitás (hangenergia-áramsűrűség) a hangnyomás és a normális irányú részecskesebesség szorzatával van definiálva. A homorú kvarclemeznél ezek a sebességnormálisok nem állandók, és innen van az 5. egyenlet korlátozott használhatósága.

A nehéz kérdést Rozenberg elméletileg és gyakorlatilag egy csapásra oldotta meg 1949-ben. Az általános megoldás szerinte

$$\left. \begin{aligned} K_p &= \frac{p_x}{p_0} = \frac{2\pi}{\lambda} r \int_0^{\alpha_{\max}} \Phi(\alpha) \sin \alpha \, d\alpha \\ K_v &= \frac{v_x}{v_0} = \frac{2\pi}{\lambda} r \int_0^{\alpha_{\max}} \Phi(\alpha) \sin \alpha \cos \alpha \, d\alpha \end{aligned} \right\} \quad 8.$$

ahol $\Phi(\alpha)$ a hullámfront felületi amplitudóeloszlása. Ha ez állandó, akkor a 8. egyenlet-pár a

$$\left. \begin{aligned} K_p &= \frac{2\pi}{\lambda} r (1 - \cos \alpha_{\max}) \\ K_v &= \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\sin^2 \alpha_{\max}}{2} \end{aligned} \right\} \quad 9.$$

egyenlet-párba megy át. Ez a kis nyílásszögekre érvényes képlet. Rozenberg homorú gömbfelületre helyezett kvarcmozaike-rendszert ajánl, amellyel a $\Phi(\alpha) = \text{const}$ alapfeltétel nagyobb nyílásszögekre is teljesíthető.

Ugyanakkor megadja a nagy nyílásszögű közönséges homorú kvarcra is a megoldást a $\Phi(\alpha) = \cos \alpha$ a feltételnek a 8. egyenletekbe való behelyettesítésével;

$$\left. \begin{aligned} K_p &= \frac{2\pi}{\lambda} r \frac{\sin^2 \alpha_{\max}}{2} \\ K_v &= \frac{2\pi}{\lambda} r \frac{1 - \cos^3 \alpha_{\max}}{3} \end{aligned} \right\} \quad 10.$$

Példaként számítsuk ki egy $d = 6,8$ cm átmérőjű, $r = 4,8$ cm fókusztávolságú ($\alpha_{\max} = 45^\circ$) és 640 kc/s frekvencián rezgő homorú ultrahangsugárzó olajban ($\lambda = 2,8$ mm) adódó fókuszadatait a 8. és 10. egyenlet-párból. Tumanszki 1937-ben ezzel a kristállyal 70 cm magasságú szökőkutat idézett elő oly módon, hogy az olajban fölfelé sugárzó kvarc fókusza nagyjából az olaj felszínével esett egybe. Rozenberg képleteivel számolva

$$\left. \begin{aligned} K_p &= 31,6 \\ K_v &= 27,5 \end{aligned} \right\} \quad 9/a \quad \left. \begin{aligned} K_p &= 27,5 \\ K_v &= 21,5 \end{aligned} \right\} \quad 10/a.$$

vagyis az intenzitás szorzószáma a helyes képletből 580, míg a kis nyílásszögre érvényes képletből 870. A két képlet 30° -nál kisebb nyílásszögek esetén azonos, a nyílásszög növelésével a speciális képlet a valóságnál nagyobb értékeket ad; $\alpha_{\max} = \pi/2$ esetén az intenzitás szorzószáma már 6-szorosa a valóságosnak.

Ebből is látható, hogy mennyire célszerű a homorú kvarcmozaike használata, mert ezáltal nagyobb nyílásszögekre is érvényes marad a 9. egyenlet-pár, azaz jóval nagyobb energia-koncentráció érhető el. A valóságban a homorú kvarcmozaike készítése nagy technikai nehézségekkel jár, de nem kétséges, hogy előbb-utóbb ezt az akadályt is sikerülni fog elhárítani.

Tarnóczy Tamás
Központi Fizikai Kutató Intézet
Budapest

A KÖZÉPISKOLAI TANÁR LABORATÓRIUMÁBÓL

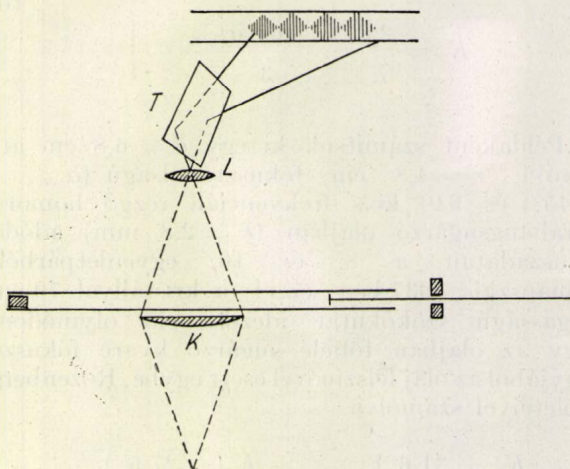
Előadási kísérletek a rezgőmozgással, hullámmozgással és hangjelenségekkel kapcsolatban

(Folytatás)

6. Egyik legismertebb és legtanulságosabb kísérleti eszközünk a Kundt-cső. Összeállításáról és felhasználásáról nem írunk (lásd Gyulai Zoltán cikkét a Fizikai Szemle 1950 szeptemberi számában), néhány megjegyzést teszünk csupán. Gyakran hallani olyan panaszt, hogy a Kundt-cső nem működik. Ezekben az esetekben csaknem

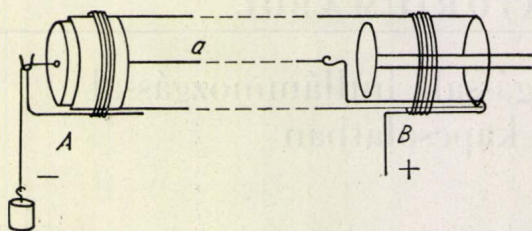
kivétel nélkül az okozza a bajt, hogy a cső belső fala, vagy a parafareszelék, esetleg mind a kettő nedves. Előforduló hiba az is, hogy a hangadó rúd végére szerelt korong vagy parafadugó szorul az üvegcsőben és így az üvegcső gátolja a rúd rezgéseit. A másik probléma pedig az, hogy hogyan lehet a csomópontok kialakulását az

egész előadóteremben láthatóvá tenni. Sokan úgy járnak el, hogy 45° -os szögben tükröt helyeznek el, amelyben látható a vízszintes síkban lejátszódó jelenség. Ennél jobb megoldáshoz jutunk, ha rendelkezésünkre áll egy nagy, 20–30 cm átmérőjű kondenzorlencse (31. ábra). Ennek segítségével



31. ábra

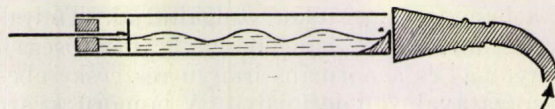
elegendő hosszú darabon átvilágíthatjuk a csövet és az L vetítőlencsével, továbbá a T tükörrel kivetítjük. Egy kevésbé ismert bemutatási módot ismertetünk Gyulai Zoltán ötlete alapján a 32. ábrában. A Kundt-csőön 0,3 mm átmérőjű krómnikkel huzalt (a) vezetünk keresztül az ábrában megjelölt módon és a huzalt árammal izzítjuk. Állóhullámokat hozva létre a csőben, a drót a csomópontokban változatlanul izzik, a duzzadási helyeken azonban az erős légmozgás miatt lehül és nem világít. A jelenség távolról is jól látható. A huzalt tartó A és B vezeték vastagabb, kemény sárgarézdrótból készítjük és az ábrában jelölt módon az üvegcsőre kötözzük. Az a huzal kilógó végére kis súlyt akasztunk, amely a huzalt izzó állapotában is megfeszítve tartja. A jelenség igen szépen mutatkozik akkor, ha hangforrásul nagy rezgésszámú, erős hangot adó nyelvűsíp (pl. motorkerékpár dudát) használunk, amellyel folyamatos hangot kelthetünk. A csomópontok és duzzadási helyek így jól meg-



32. ábra

figyelhetők. Akkor is használhatunk sípot, ha parafareszelék van a csőben, tüdő helyett azonban kompresszorral működtessük, mert a tüdőből kiáramló levegő a csövet benedvesíti.

Egy másik bemutatási módot vázoltunk fel a 33. ábrában. Csővünk kb. 40 cm hosszú, 14 mm átmérőjű üvegcső, amelybe vizet öntünk. Állóhullámok kialakulásakor a csomópontokban nyomásmaximum, a duzzadási helyeken pedig nyomásmínimum lép fel és ennek következtében a víz a duzzadási helyeken »fölhalmozódik«. A jelenség távolról is jól látható, ha a cső fölé 2–3 m távolságban egyetlen spirállal rendelkező izzólámpát

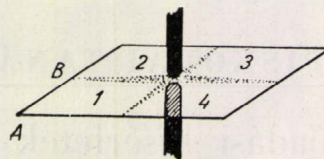


33. ábra

helyezünk el úgy, hogy a spirál vízszintesen a csőre merőleges helyzetű legyen. A »vízhegyek« hengerlencse módjára viselkednek és a spirált a cső alá helyezett papírra leképezik. A papíron hosszú fényes csíkok láthatók, amelyeknek egymástól való távolsága fél-hullámhossznyi.

7. Az *interferencia* jelenséget hanghullámok esetében többféleképpen mutathatjuk be. Erre a célra közismert eszköz a fémből készült, illetve gumi- és üvegcsővekből összeállított Quincke-cső. Hangforrásul ugyanazt az üveg-vagy fémrudat használhatjuk, amellyel a Kundt-csőnél dolgoztunk, de használhatunk magasabb rezgésszámú sípot is. Az interferencia kimutatása történhetik Kundt-csővel, amelyet a Quincke-cső ágainak találkozásához illesztünk. A Kundt-cső ugyanolyan átmérőjű legyen, mint a Quincke-cső kivezetése, hossza pedig 20–30 cm. Nagyobb méretű Kundt-cső a csőbe jutó gyenge hangenergia miatt nem működik. Ha sípot használunk hangforrásul, a nedvesítés kiküszöbölése végett kompresszorral vagy fűtatólabdával működtessük.

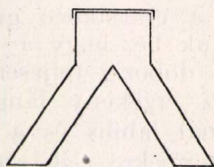
Egyszerűen bemutatható a hanginterferencia a Chladni-féle készülék felhasználásával is (34.



34. ábra

ábra). A középen befogott sárgaréz vagy üveg-lemezt A pontjában jól meggyantázott vonóval gerjesztjük. Eközben a B pontjában ujjunkkal megérintve, a lemezen a rajzban jelölt csomóvonalak alakulnak ki. A csomóvonalak a lemezt négy tartományra osztják, amelyek közül az egymás melletti tartományok (pl. 1 és 2, vagy 2 és 3) ellentétes fázisban rezegnek, az átlósan

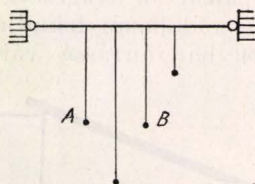
elhelyezkedő tartományok pedig (pl. 1 és 3, vagy 2 és 4) azonos fázisban. A rezgésben lévő lemez fölé, a lemeztől 1–2 cm távolságban helyezzük el a 35. ábrában vázolt »villát«, amelyet 3–4 cm átmérőjű papírcsőből készítünk. Ha a villa ágait azonos fázisban rezgő tartományok fölé helyezzük, akkor a villa felső részén találkozó hullámok erősítik egymást, ha pedig az ágakat ellenkező fázisban rezgő tartományok fölé tesszük, a talál-



35. ábra

kozó hullámok kioltják egymást. Erősítéskor a villa felső részét borító papír vagy gumi membrán erős rezgésbe jön, kioltáskor pedig nyugalomban marad. A membrán rezgéseit a membránra szórt homokkal mutatjuk ki. Homok helyett bodzabélgolyókat helyezve a membránra, a kísérlet távolról is jól megfigyelhető. A kísérletet úgy módosíthatjuk, hogy a »villa« helyett kb. 50–60 cm hosszú (3–4 cm átmérőjű) kihúzható papírhengert használunk. Ha a papírhengert valamelyik tartomány fölé tartjuk függőleges helyzetben és hosszának változtatásával a lemez által adott hangra hangoljuk, akkor intenzív hangot észlelünk, ha azonban a csövet valamelyik csomóvonal fölé toljuk és két szomszédos tartományból érkezik hullám a csőbe, akkor a hang elhalkul.

Elektroncsöves hanggenerátorral táplált fejhallgatóval, illetőleg hangszórókkal is bemutatunk interferenciát. Tartsuk a fejhallgató mindkét felét a hallgatóság felé, amiközben a



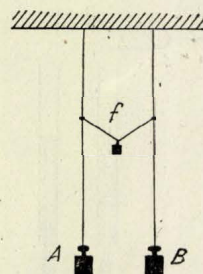
36. ábra

hallgatók egyik fülüket befogják. Ha a fejhallgató mindkét fele egyenlő távolságra van a megfigyelőktől, erős hang észlelhető, a fejhallgató egyik felét közelítve, a másikat pedig távolítva, a hang fokozatosan gyengül, fél hullámhossznyi távolságnál a hang minimumot ér el, majd kétszeres félhullámhossznál újból maximumot, stb.

8. A rezonancia jelenségének tárgyalását általában a 36. ábrában felrajzolt egyszerű összeállítással vezetjük be. A vízszintes fonálra felfüg-

gesztett fonálingák közül az A és B ingák egyenlő hosszúak, azaz egyenlő lengésidejűek. Lengésbe hozva az A ingát, csakhamar a vele egyenlő lengésidejű B inga is mozgásba jön, egyre növekvő amplitudóval. A többi inga nyugalomban marad. Ennyivel rendszerint megelégszünk és azt mondjuk, hogy a B inga rezonanciában van az A ingával. Folytassuk azonban tovább a megfigyelést.

Kapcsolt rezgések. Ha tovább figyeljük az A és B ingák lengéseit, tapasztaljuk, hogy bizonyos számú lengés után az A amplitudója zérusra csökken, a B -é viszont oly nagyra nő fel, mint amekkorával az A indult. Az A inga tehát az energiáját átadta a B -nek. Most kicserélődnek a szerepek és a B inga adja át energiáját az A -nak, miközben a B inga amplitudója csökken zérusra és az A -é nő fel kezdeti értékére. Az energiacsere tovább ismétlődik. Ilyenkor beszélünk kapcsolt rezgésekről. Tanulmányozásukhoz a fenti összeállítás helyett használjuk a 37. ábrában felrajzolt összeállítást. Fentebb az A és B ingák között a vízszintes fonál hozta létre a kapcsolatot, most az ingákat merevnek tekinthető lécre függesztjük

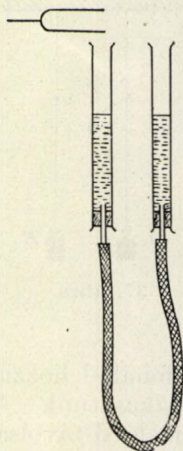


37. ábra

és a kapcsolatot f fonállal hozzuk létre, amelyre 100–200 g súlyt akasztunk. Az ingák hossza kb. 2 m, a közöttük lévő távolság kb. 50 cm, az ingákra akasztott súlyok 1 kg-osak. Az f fonál hossza kb. 70 cm. Különösen jól megfigyelhető az energia-átadásnak minden mozzanata, ha az ingákat nyugalmi helyzetükön átfektetett síkban lengetjük. Elinduláskor az A inga »rángatja« a B ingát, miközben az A inga lefékeződik, a B amplitudója pedig — minthogy a rángatás mindig mozgási irányban történik — fel nő. Később a B veszi át az A szerepét és a folyamat megfordul. Ha az összekötő fonalat alacsonyabbra helyezzük vagy nagyobb súlyt akasztunk rá, akkor az energiaátadás már kevesebb lengés után megtörténik, mint előbb. Ilyenkor szorosabb csatolásról beszélünk. A kísérletből azt a fontos tanulságot vonhatjuk le, hogy kapcsolt rezgőrendszerek állandó kölcsönhatásban állanak egymással. Igen tanulságos a kísérletet esetleg több egyenlő hosszúságú ingával is elvégezni. A jelenség elektromos rezgőkörök esetében is fennáll.

A hangjelenségekkel kapcsolatban fellépő rezonanciát sokféleképpen mutathatjuk be. Helyez-

zünk két egyenlő rezgésszámú hangvillát az asztalra egymástól 0,5–1 m távolságban. Hozzuk rezgésbe az egyik hangvillát, a másik is rezgésbe jön, amit vékony fonálra (selyemgubóról letekert fonálra, vagy nylon szálra) felfüggesztett bodzabélgolyó elmozdulása jelez. Ha a második hangvilla egyik szárára kis fémlemezket vagy drótot erősítünk és ezáltal a hangvillát elhangoljuk, a rezonancia elmarad. — Fentebb bodzabélgolyó segítségével tettük távolról is megfigyelhetővé a rezonancia fellépését. Eljárhatunk azonban úgy is, hogy egy fejhallgatót helyezünk a rezonáns hangvilla egyik ágának közelébe, levéve a fejhallgatóról a membránt. A rezgőhangvilla a fejhallgató tekercsében feszültséget indukál, amit egy erősítő berendezéssel felerősíthetünk és hangszóróra viszünk. Így a rezonancia az egész előadóteremben jól észlelhető. — Az utóbbi gondolatot más hangvillás kísérletünkben is felhasználhatjuk a hang felerősítésére. A hanglebegés bemutatásánál pl. úgy járhatunk el, hogy a fejhallgató egyik felét az egyik hangvillához helyezzük, a másikat pedig a másik hangvillához. Az erősítő berendezés hangszórójában a lebegés igen jól hallható.



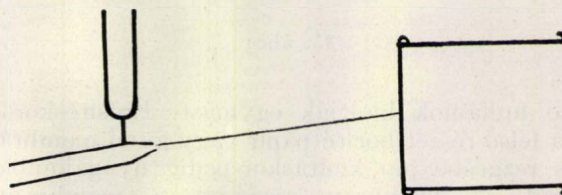
38. ábra

Egyenlő rezgésszámú húrokkal is kimutathatjuk a rezonanciát. A húrokat facsavarok vagy cimbalomnál használt csavarok között feszítjük ki néhány cm távolságban, egymással párhuzamosan. A húr hangolását a csavarok elfordításával végezzük. A rezonanciát a húrra helyezett papírlovasok segítségével mutatjuk ki, amelyek a rezgésbe jött húrról lepattannak.

Rezonáló levegőoszlopot mutat be a 38. ábra. A felhasznált üvegcsövek 50–70 cm hosszúak, átmérőjük 3–4 cm. Ha nem áll módunkban az üvegcsövek alsó végét levékonyítani, akkor a gumicső csatlakozását parafadugók segítségével is megoldhatjuk, amint ezt az ábra mutatja. A II. cső emelésével, ill. süllyesztésével folyamatosan tudjuk változtatni az I. csőben lévő levegőoszlop hosszúságát és így finoman kikereshetjük a rezonanciahelyeket.

Kb. 20 cm hosszú, 6 cm \varnothing papírhengerből rezonátort készíthetünk. Különböző hosszúságú papírhengerekből teljes rezonanciaskálát állíthatunk össze. A papírhenger fenekét elzáró dugóba üvegcsövecskéket erősítünk. Ezzel kényelmesen illeszthetjük a fülünkhöz.

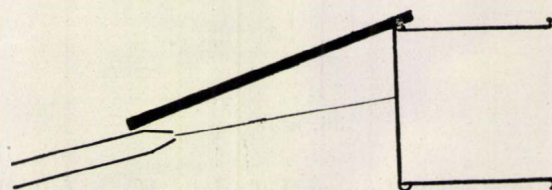
9. *Rezgések erősítése.* Kihúzott üvegcsőből bocssáunk kb. 15–20 cm hosszú vízugarat fémdobozra, pl. nagyobb méretű konzervdoboz fenekére. A kiáramló víz sebességét a vízcsap állításával vagy a csatlakozó gumicső elszorításával úgy állítjuk be, hogy a vízugar a cső végétől egészen a dobozig teljesen sima fonalat alkosson (lásd az érzékeny láng tárgyalását). Ez a sima vízfonál labilis és a cső minimális rezgésénél már cseppekre esik szét (az áramlás



39. ábra

turbulenssé válik). A cseppekre való szétesés bekövetkezhet pl. akkor, ha rezgő hangvillát helyezünk a cső végére, amint ezt a 39. ábrán látjuk. A széteső cseppek a dobozt jól hallható rezgésbe hozzák, a hangvilla rezgésének ütemében. Ily módon tehát a hangvilla hangja felerősíthető. A doboz rezegtetésére szolgáló energiát a vízugar szolgáltatja, a hangvilla csupán a cseppekre való szétesést idézi elő. Azt mondjuk, hogy a hangvilla csupán »vezérli« a vízugarat. A kísérlet sikere szempontjából lényeges a labilis vízugar finom beállítása, valamint az is, hogy a vízugar a doboz fenekét melyik pontban éri. Válasszuk ki a legérzékenyebb helyet.

10. *Visszacsatolás.* A 40. ábrán megjelölt módon helyezünk pálcát az üvegcsőre úgy, hogy a pálca másik vége a dobozra feküdjék. A »hangtalan« berendezés hangforrássá válik. A doboz

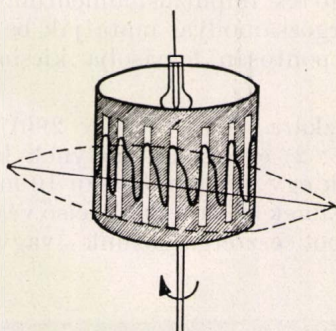


40. ábra

erőteljes rezgésbe jön és saját rezgésszámának megfelelő, jól hallható hangot ad. Magyarázat: a vízugar a pálca felhelyezése előtt labilis állapotban van, áramlása könnyen turbulenssé válhat. Ha a doboznak nem hallható finom rezgéseit a pálca közvetítésével rávisszük a csőre, a cső a rezgéseket átadja a vízugarnak. A vízugar

cseppekre bomlva erőteljesebb rezgésbe hozza a dobozt, a jelenség a visszacsatolás folytán erősödik. Az energiát a vízszög szolgáltatója, a vezérlést pedig a doboz végzi, amely a cseppekre való bontást saját rezgésszámának ütemében hozza létre. A leírt kísérlet megkönnyíti az elektroncsöves visszacsatolás tárgyalását.

11. A *hangszínezet* tárgyalását megkönnyíti az alábbi kísérlet. Készítsünk fekete papírhengert, amelyen átlátszó fehér papírral leragasztott hosszszanti rések vannak (41. ábra). A réseket a henger belsejébe lógatott izzólámpa világítja át. A hengert centrifugagépre szerelve megforgatjuk, miközben előtte kifeszített gumifonalat rezgetünk. Szemünket a forgó hengerre irányítva, a gumifonál rezgésének időbeli lefolyása rajzolódik elénk. Ha a fonál közepén ütjük meg, általában sinus-görbét látunk, ha viszont valamelyik végének közelében pendítjük meg, összetett görbe rajzolódik elénk. A kísérletből arra kell következtetnünk, hogy a fonál részecskéi általában összetett rezgést végeznek. A fonál rezgése az alap- és felhangok rezgéséből tevődik össze. Ebből az összetett rezgésben az alprezgezés dominál, ez határozza meg a rezgésszámot. Az alprezgezt módosítják, »csipkézik« a magasabb frekvenciájú felhangok.

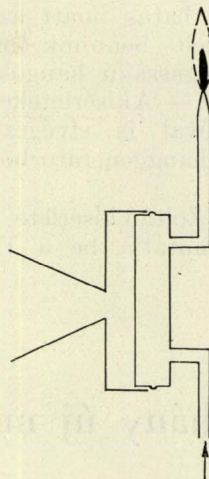


41. ábra

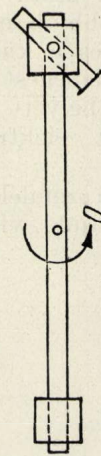
Hangszínből különböznek egymástól a beszédhangokban szereplő magánhangzók. Ezek rezgési görbéit az ú. n. manometrikus lánggal mutatjuk be. Ilyent a 42. ábra szerint kis dobozból magunk is készíthetünk. A dobozt kettéválasztó membrán vékony gumiból vagy vékony csillámlemezből van. A rezgő lángot kézi fűrógéppel megforgatott tükrörlapban vizsgálhatjuk.

12. A *Doppler-hatás* tantermi bemutatásával kapcsolatban számos lehetőségre gondolhatunk. Legegyszerűbben talán úgy járhatunk el, hogy magas rezgésszámú kis sípot beerősítünk kb. 2 m hosszú gumicső egyik végébe, a cső másik végét pedig szánkba fogjuk és a gumicsőbe fújva a sípot megszólaltatjuk. Ha a sípot a gumicső közvetítésével vízszintes síkban körpályán mozgatjuk, a síp mozgás közben a hallgatósághoz közeledik, majd távolodik és a hangmagasságbeli változások jól észlelhetők. — Hasonló megoldást

mutat be a 43. ábra, amelyen kb. 60–80 cm hosszú falécre erősített, egyik végén zárt rézhüvelyt (pl. töltényhüvelyt) látunk. Ha a lécezt kis motor vagy centrifugagép, esetleg kézi fűrógép segítségével az *O* forgástengely körül megforgatjuk, a hüvely hangot ad, hasonló módon, mint amikor szánkhoz tesszük és ráfújunk. A for-

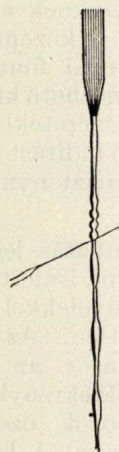


42. ábra



43. ábra

gatást úgy végezzük, hogy a megfigyelők a körpálya síkjába essenek. A hüvelyt kis kocka alakú fadarab furatába erősítjük, a fadarabot pedig forgathatólag szereljük fel a lécre, hogy a hüvely állásszögét a hangadáshoz legkedvezőbben állíthassuk be. A léce másik oldalára ellensúlyt erősítünk, hogy gyors forgásnál az *O* forgásteng-



44. ábra

gely ne »húzódjék el«. — Tanulságosak a következő kísérletek is, amelyeknél a hanglebegést használjuk fel a Doppler hatás kimutatására. Függesztünk fel a mennyezetre bifilárisan két egyenlő rezgésszámú hangvillát egymástól 3–4 m távolságban és állunk a két hangvilla közé. Ha a hangvillákat úgy lengetjük, hogy egyikük közeledik hozzánk,

a másik távolodik tőlünk, akkor az egyik hangját magasabbnak, a másikat alacsonyabbnak halljuk, aminek eredménye hanglebegés lesz. — Hasonló jelenséget észlelünk akkor is, ha egyetlen hangvillát függesztünk fel sima fal közelében és a hangvillát úgy lengetjük, hogy lengés közben közeledjék-távolodjék a faltól. Fülünkhöz ilyenkor is két hullám érkezik, az egyik közvetlenül a hangvillától, a másik pedig a falról való visszaverődés után. A Doppler hatás miatt az egyik magasabb hangérzetet kelt bennünk, mint a másik és e különböző magasságú hangok találkozása lebegést eredményez. — Akísérleteket hangvillák helyett fejhallgatóval is elvégezhetjük, amelyet elektroncsöves hanggenerátorból táplálunk.

Igen szemléletes Gyulai Zoltán kísérlete, amelyben áramló vízszugáron mutatja be a Doppler

hatást. Áramoltassunk 1–2 mm átmérőre lehúzott üvegszövön keresztül vékony vízfonalat és helyezzünk az összefüggő vízfonal útjába néhány tized milliméter vastagságra lehúzott 6–10 cm hosszú üvegtűt. Az üvegtűt a vízszugár rezgésbe hozza és a rezgések a vízszugárban fölfelé és lefelé tovaterjednek. Egyik esetben a vízszugár szembe-folyik a benne terjedő hullámokkal, a másik esetben pedig a víz áramlási iránya megegyezik a hullámok tovaterjedési irányával. A tű föltt tehát rövidebb hullámhosszúságú hullámok alakulnak ki, mint a tű alatt és a 44. ábrában vázolt kép alakul ki. Ha a vízfonalat átvilágítjuk és lencsével ernyőre vetítjük, a jelenség távolról is jól látható.

Tamás Gyula és Tarján Imre
Eötvös Loránd Tudományegyetem
Orvosi Fizikai Intézete

Néhány új mechanikai kísérleti eszköz

Az alábbiakban néhány új, a mechanika tanításának alátámasztására szolgáló eszköz leírását adjuk. Elkészítésük különösebb felszerelést vagy ügyességet nem igényel, megrendelve is kevésből kihozhatók. Egyiken-másikon egyszerűsítéseket is alkalmazhatunk: a fémeket esetleg fával pótoljuk stb., bár állandó szertári daraboknak szánva őket, célszerű jobb kivitelűt alkalmazni.

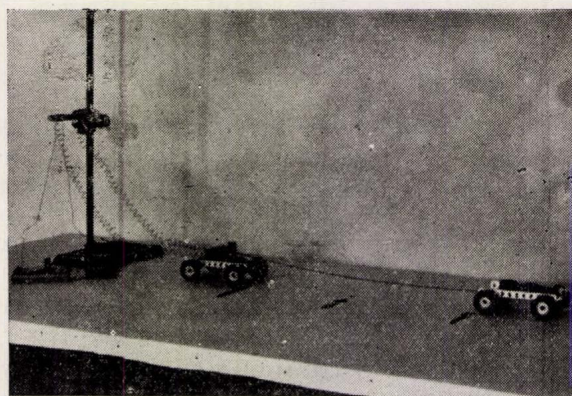
Az eszközök egy része a felsőfokú fizikaoktatás felszerelésében mindenütt megtalálható forgószámoly és a golyócsapágyra járó kiskocsik pótlására szolgál. Ezeknek az igen drága eszközöknek beszerzésére a középiskolák nem gondolhatnak, pedig alapvető fontosságuk miatt igen kíváncsok a velük végezhető kísérletek bemutatása. Eszközeink kisebb méretekben, az emberi erőt gumizsinórral, a belső indítást fonálegéttel helyettesítve, jórészt ugyanazt nyújtják, mint az említett készülékek.

1. A hatás-ellenhatás legjobb demonstrálása két kiskocsival történik ismert módon. A kocsi deszkával és seprőnyelekkal való helyettesítése nehézkes és tökéletlen. Az előadásztalon kis méretben igen hatásos az alábbi összeállítás. (1. sz. kép) Fémépítőszekrényből (Játékolt N. V.; alkalmas más eszközök összeállítására is) két kiskocsit állítunk össze. A kerekre tömör gumi abroncsot húzhatunk (varrógép-orsózó gumi). Az egyik kocsi kis villanymotort szerelünk, melyet kívülről a kapcsolón át zseblámpaelemmel, akkuval táplálunk. A vezetékeket 0,2-es zománcszigetelésű huzalból laza spirálba tekerve csatlakoztatjuk, hogy a motorkocsi szabadon mozoghasson. A motor tengelyét csörlőnek képezzük ki s a csörlőn rögzített cérna másik végét a másik kocsihoz kötjük. Az első kísérletnél az üres kocsi

úgy terheljük meg, hogy a kocsi súlya egyenlő legyen, majd változtathatjuk a súlyok arányát.

2. A forgó test impulzusmomentumának állandó voltát a forgószámollyal mutatják be. Következő eszközünk pontosan lemásolja kicsinyben ezt a kísérletet.

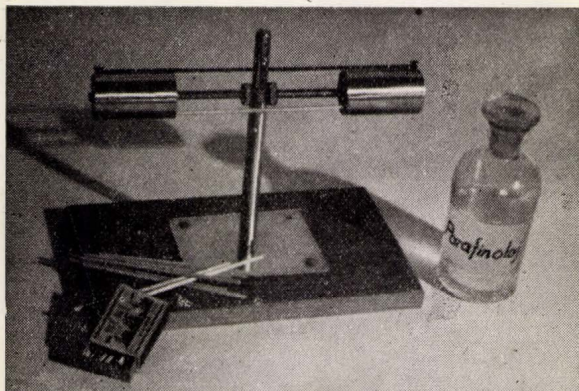
Alapdeszkára (cca 160×280) fémlemezt ($100 \times 80 \times 2$) erősítünk, melynek közepére beszegecselünk egy 160 mm hosszú 10 mm átmérőjű fémrudat. Ennek az oszlopnak felső végére előzőleg hegyes kúpot esztergályozunk vagy reszelünk.



1. ábra

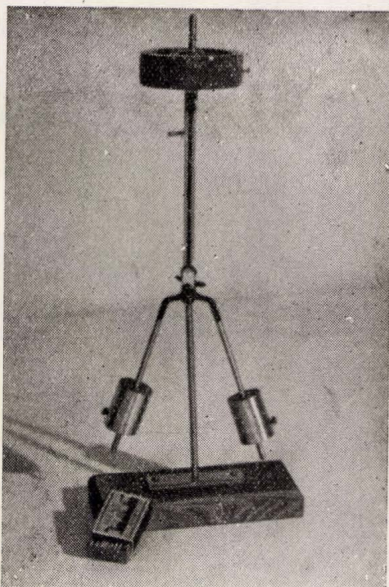
A rúd kúpos vége szolgál a forgórésznek alátámasztására. A forgó részt egy 120 mm hosszú 1/8-os csillárcsődarabra szereljük. A cső egyik vége nyitott, a másik vége egy fémrúddal van elzárva, mely dugóként szorosan illeszkedik a csillárcsőbe 20 mm mélyen. A dugó csőbenyúló végére fúróval kúpos fészket készítünk, majd a cső

felső végétől 15 mm-re 6 mm-es fúróval átfúrjuk a csövet és a dugót s a furaton egy 240 mm hosszú 6 mm átmérőjű fényes, húzott acélrudat húzunk át. A rúdra merőleges szegeccsel végül össze-erősítjük a csövet, a rudat és a dugót. A csillár-csövet ráhúzva az állórész oszlopára, a dugó kúpos vájata az oszlop kúpos végével csapágyat



2. ábra

alkot. Egy 30 mm átmérőjű bádoggalástba 2 db 55 mm hosszú ólomhengert öntünk, melyeket tengelyük mentén kifúrva (6 mm) a húzott acélrúdra húzunk. A hengerek külső végébe egy-egy 3 mm-es csavart csavarunk. A hengerek a rúdra pontosan illeszkedjenek, de azért könnyen

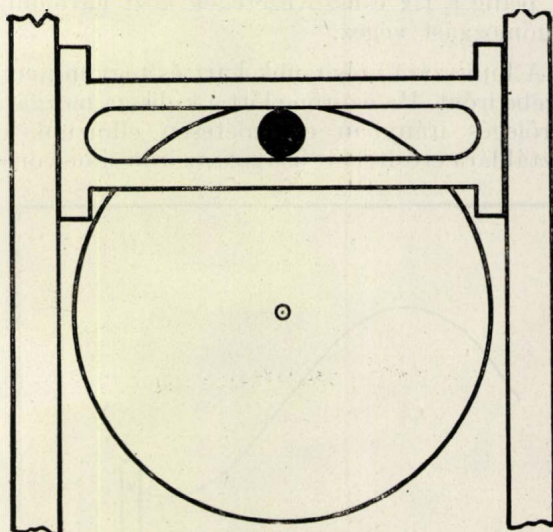


3. ábra

csússzanak (olajozás). A csavarokra 3 szál repülő-gépmo-
dell-gumiból készült hurkot helyezünk. A hengereken belül tegyünk a rúdra a tengely mellé egy-egy ütközőt, ezeket kifúrt gumidugóból vágjuk ki. Az eszközt így működtetjük: egy 120 mm-es hurkapálca darabbal a hengereket kitámasztjuk, a pálca egy pontjára parafin-

olajat csepegtetünk, itt meggyújtjuk s a készüléket kis lökessel forgásba hozzuk (cca 2/sec fordulatszámmal), néhány másodperc múlva a pálca átég, a gumi összerántja a hengereket s a fordulatszám jól észlelhetően megnövekszik.

3. A fenti eszköz alaprészét felhasználhatjuk a következőhöz, mellyel a hatás-ellenhatás, illetőleg a mozgásmennyiség változatlanságának törvényét igazolhatjuk. Készítünk egy egyszerű kivitelű modellrepülőgép-gumimotort, melynek testét egy 150 mm hosszú fémkengyel képezi s a légcsavar helyét egy lendítőkerék foglalja el (fából, $d = 90$ mm). A motorhoz 5 szál gumit használunk. A kengyelhez szárnyas-csavarral csuklósan illeszkedik az alsó rész, mely az egyensúlyozó-bábu (kötéltáncos) elve alapján biztosítja a kengyel stabilis állását és kis súrlódású forgását az alaprészen. Az itt alkalmazott ólomhengereket kölcsönvehetjük a 2. sz. eszközről, ha rajtuk még egy-egy rögzítőcsavart alkalmazunk. Szükség van még egy-egy szegre a kerék peremén és a kengyel



4. ábra

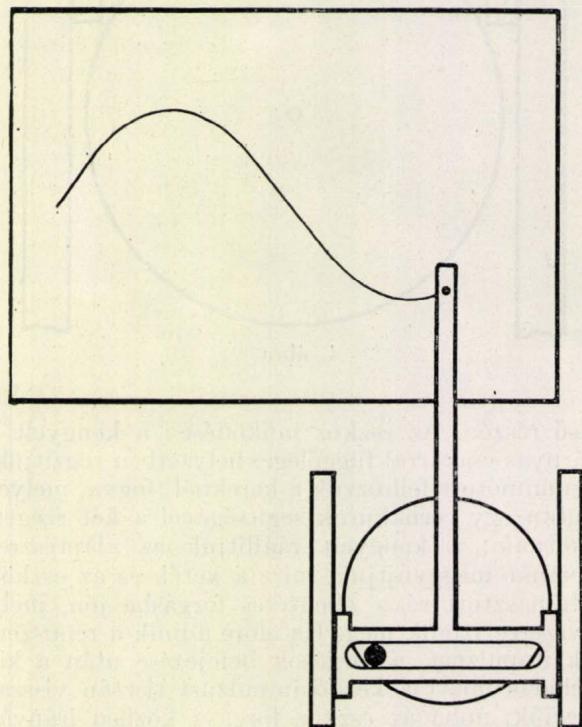
felső részén. Az eszköz működése: a kengyelt a szárnyas-csavarral függőleges helyzetben rögzítjük, a gumimotort felhúzzuk a keréknél fogva, melyet azután egy cérnahurok segítségével a két szegen kikötünk; a kengyelt ráállítjuk az alaprészre, a cérnát meggyújtjuk, mire a kerék és az eszköz feltámasztott része ellentétes forgásba jön, mely egyszerre szűnik meg. Ha előre adunk a rendszernek impulzust, a forgások befejezése után a kis súrlódás miatt a kezdő impulzust tisztán visszanyerjük, noha az eszköz forgása közben irányát is megváltoztatta (ha a szuperponált forgás irányát megfelelően választottuk). Ha a kengyelt ferde, majd vízszintes helyzetben rögzítjük a szárnyas-csavarral, megfigyelhetjük a reakciós forgás csökkenését, illetőleg elmaradását. Ez utóbbi esetekben az ólomhengerek megfelelő utánállítással biztosítjuk az eszköz zavartalan forgásának lehetőségét.

4. Eszköz a harmonikus rezgőmozgás tárgyalásához. A gimnázium III. osztályában a rezgőmozgás megismertetését az egyenletes körmozgás ismeretére alapítjuk. A tankönyvben leírt kísérlet is ennek a módszeres eljárásnak felel meg: egy golyót egyenletesen körbe forgatunk s megvilágítjuk a forgás síkjával párhuzamos, széles fénynyalábbal. A fény irányára merőleges ernyőn a golyó árnyéka harmonikus mozgást végez.

A technika, amelyben a rezgőmozgásnak igen nagy jelentősége van, realisabb megoldást kínál erre a kísérletre.

Sokfajta gépben kell forgó mozgást haladó mozgássá átalakítani vagy megfordítva. Ezt a célt szolgálja a forgattyús hajtómű. Ennek egyik változata az ú. n. kulisszás hajtómű. A fent említett kísérletben szereplő korong szélére golyó helyett kis korongot (forgattyúcsap) erősítünk és erre a 4. sz. rajzon látható módon kulisszát illesztünk. Ha a korongot egyenletesen forgatjuk, a forgattyúcsap egyenletes körmozgást, a kulissza pedig a fix csúszóvezetékek közt harmónikus rezgőmozgást végez.

A kulisszára erősítünk kart és tegyük ennek végébe írónt. Ha az írónt előtt a kulissza mozgására merőleges irányban egyenletesen elhúzzunk egy rajztáblára erősített rajzlapot, az írónt sinusvonalat



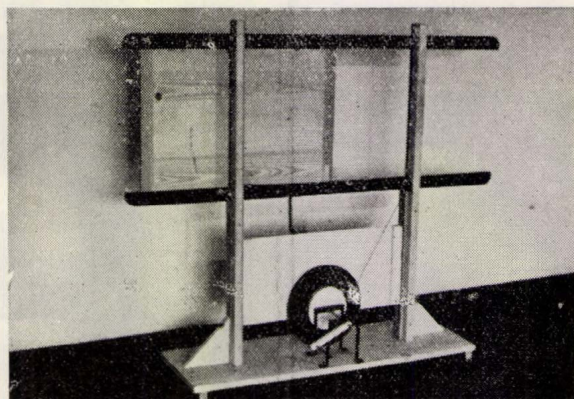
5. ábra

rajzol. A rajztábla húzását megoldhatjuk a korongra tekeredő zsinórral. (5. sz. rajz.)

Ha negyedíves rajztáblát használunk, a korong átmérőjét 250 mm-re választhatjuk. Ennél kisebb méretekkel is jól látható.

Az összeállított eszközt mutatja a 6. és 7. sz. kép.

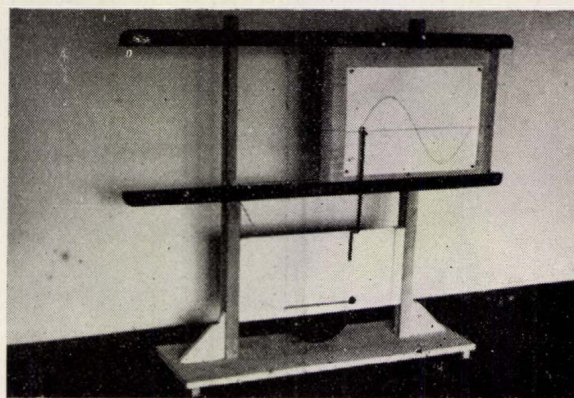
5. A centrifugális gépen általában szilárd testekkel és folyadékkal kísérletezünk. Csatlakozzék



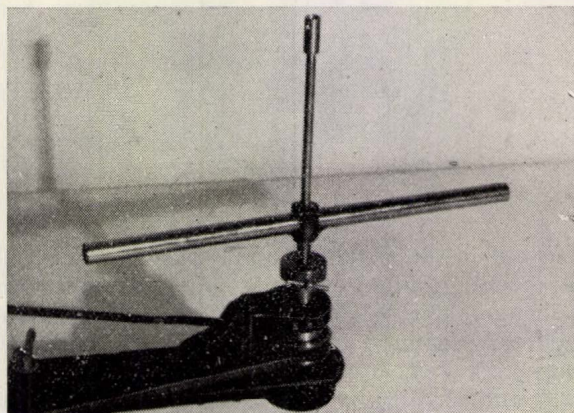
6. ábra

e kísérletekhez egy, amely a levegő viselkedését mutatja be körmozgás esetén.

Egy 130 mm hosszú, 10 mm belső átmérőjű csövet vízszintes helyzetben erősítünk a centrifugális gépre. A cső közepében egy 280 mm hosszú 4 mm belső átmérőjű csövet forrasztunk, amelynek felső végét cigarettaszipka formájára képezzük ki.



7. ábra



8. ábra

Gyors forgásba hozva az eszközt, a függőleges cső beszívja az üvegcsőbe föléje fűjt cigarettafüstöt, vagy, ha a cigaretta a csőbe illesztjük, az eszköz élénk parázslás közben gyorsan »elszívja«. Hogy a cső forgása miatt keletkező légáramlás ne okozzon zavart, a függőleges csővel egy megfelelő méretű kartonlemez döfjünk át s ezt a cső közepének magasságában vízszintes helyzetben rögzítsük. A szívásban ugyan szerepe van a csővégeken felépülő aerodinamikus hatásnak is, a számítások szerint azonban ez nem több 30%-nál, így nem edli el a bemutatandó jelenséget.

Ugyanilyen készüléket használhatunk a centrifugális szivattyú modellje gyanánt. Ez esetben a csövek belső méreteit felcseréljük, a készüléket fordított helyzetben a centrifugális gép alsó részére szereljük úgy, hogy egy megfelelő méretű üvegedénybe meríthessük. A forgatást víz alatt kezdjük, majd a vízszintes csövet forgás közben a víz színe fölé emelve, az eszköz szivattyúként működik.

Gazdasági és Műszaki Akadémia
I. ált. műszaki tanszékének
munkaközössége

Kísérletek hőérzékeny anyaggal

Gorjacschin »A fizikatanítás módszertana« c. könyve II. k. 273. oldalán említést tesz hőérzékeny festékanyagról s később le is ír ezzel bemutatható kísérleteket. A higanyjodid és ezüstjodidból álló kettős só (Ag_2HgJ_4 higanyezüstjodid) ugyanis azzal az érdekes tulajdonsággal rendelkezik, hogy 35–40 °C-os hőmérsékleten színét megváltoztatja: kanári-sárgából élénk piros színűvé válik. Ez a folyamat reverzibilis: lehűléskor az anyag visszanyeri eredeti színét. Ugyanilyen tulajdonságot mutat a rézjodid és higanyjodid kettős sója (Cu_2HgJ_4 rézhiganyjodid) is azzal a különbséggel, hogy meggyipiros színét 70 °C hőmérsékleten változtatja meg mély rozsdabarna színűre.

A hőérzékeny anyag előállítása

Alacsonyabb hőmérsékleten bekövetkező színváltozása, gyorsabb (reverziója) és könnyebb előállítási módja miatt itt csak az ezüsthiganyjodid előállítását ismertetem, jóllehet hozzá drágább anyagok kellenek és így előállítása valamivel többbe kerül.

Rosenberg szerint (Experimentierbuch für d. Unterricht in d. Naturlehre I. k. 195. old.) oldjunk 17 g ezüstnitrátot 150 cm³ desztillált vízben és 16,6 g káliumjodidot ugyancsak 150 cm³ desztillált vízben. A két oldatot összeöntve bőséges halvány-sárga csapadékot kapunk (ezüstjodid), melyet szűrőn át gondosan kimosunk, majd félretesszük és sötétben megszárítjuk. Ezután 13,6 g higanykloridot (szublimát, igen erős mérge!), oldjunk fel 400 cm³ desztillált vízben és 16,6 káliumjodidot 100 cm³ desztillált vízben. A szublimát oldásához a vizet langyosítani kell így is legalább pár óra időt vesz igénybe míg feloldódik. Ezen két utóbbi oldat összeöntésekor szép cinóberpiros csapadékot kapunk, melyet szintén dekantálunk szűrőn át és szárítunk. Az így készített és kiszáradt két csapadékot dörzscsészében porrá törjük, összekeverjük és kevés 96°-os tiszta alkohollal sűrű péppé dörzsöljük. Ennek a pépnek a színe eleinte

pirosas, majd az alapos dörzsölés után kanári-sárga színűvé válik. Közben az elpárolgott alkoholt pótolnunk kell, hogy a pép sűrű állapota fennmaradjon. (Vigyáznunk kell arra, hogy az alkohol ne legyen hígított!) Ha nem akar megsárgulni úgy kevés ezüstjodidot kell még pótolnunk. Mikor a pép szép erős kanári-sárga színűvé lett, a még benne lévő alkoholt állandó dörzsölés közben elpárolgottatjuk és a kiszáritott port üvegbn elraktározhatjuk.

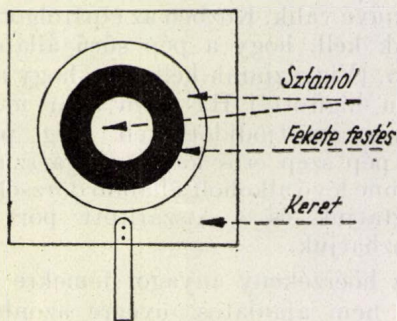
Ezt a hőérzékeny anyagot fémekre közvetlen ráfesteni nem ajánlatos, üvegre azonban lehet. Legcélszerűbb használati módja az, hogy az anyagot előbb papírra, vagy kartonra visszük fel. A papírt előbb alapoznunk kell oly módon, hogy egy ecset segítségével zapon-lakkal vonjuk be, esetleg sellakkal. A hőérzékeny anyagot keverjük 1:1 arányban vagy masztix és terpentín olaj keverékébe vagy a fényképészek által használt negatív lakkba vagy esetleg sellakk-oldatba. Legjobb az első megoldás, de ez egy-két napig szárad. Az így elkészített papírlap tárolható a szertárban, belőle tetszőleges alakú darabok vágathatók le, illetőleg ragaszthatók fel a szükséges helyekre.

Bemutatható kísérletek

A hőérzékenyanyag szinte nélkülözhetetlen a hőelnyelés bemutatásánál. Készítünk rajzlapból kb. 15 cm átmérőjű korongot, amelynek egyik oldalára egy koromfekete gyűrűt festünk, a másik oldalát pedig teljesen bekenjük a hőérzékeny anyaggal. A sugárzó hő visszaverődését és így a kísérlet hatásosságát még jobban fokozhatjuk, hogyha a fekete körgyűrű mellett fehéren maradó részeket sztaníol papírral vonjuk be. A sugárzó hőt célszerűen előállíthatjuk egy villanyfűző lappal, amelyet Bunsen-állványba fogunk be oly módon, hogy lapjával az előadó-terem hallgatósága felé legyen. Eléje állítjuk az előbb leírt korongot sárga oldalával a hallgatóság felé és rövid időn belül a fekete korongnak megfelelően a sárgaszínű

papíron vörös körgyűrű jelenik meg. A rajzlap-korongot görbülés ellen úgy védhetjük meg, hogy kemény papírból egy rámat készítünk, amelyen a korongnak megfelelő köralakot kivágjuk, esetleg nyéllel is ellátjuk. Az így elkészített eszköz pompásan működik és könnyen elő is állítható.

Célszerűen felhasználható a hőérzékeny anyag a víz rossz vezetőképességének kimutatására is. A tankönyvekben használatos kísérlet közismert: jeget viszünk be egy kémcső aljába és a kémcsövet közepe táján lángba tartjuk. A felső része hamarosan forrni kezd, míg a jég alul megmarad. Nehézséget okoz itt az, hogy 1. a jeget nehezékekkel kell ellátnunk, hogy alul maradjon; 2. mikor a hőtán tárgyalás alá kerül, jeget nem lehet könnyen beszerezni (vidéken); 3. az osztályban nehezen látható a kémcső aljában meghúzódó jégdarabcska. A kísérlet új bemutatásának egyszerű módja, hogy a hőérzékeny anyaggal befestett vé-

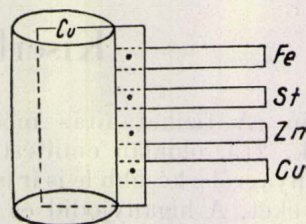


1. ábra.

kony papírlapból olyan hurkát készítünk, amely egy kémcsőre ráhúzható. A vízzel telt kémcsövet középen lángba tartva és forralva, ráhúzzuk a

hőérzékeny papírhengert, amely a melegítés helyétől kezdve fölfelé piros lesz, lefelé sárga marad.

Ugyancsak jól használható a hővezetés kimutatására is a hőérzékeny papír. Az eddig közismert készülék (Ingenhous) dugói idővel megkeményednek, a sörétszemek felerősítése paraffinnal elég hosszadalmas, lecsése pedig nem jól látható. Még aránylag jobban észlelhető a parafin olvadása, mint a sörétszemek leesése. Hőérzékeny papírral a következő módon demonstrálhatunk: készítünk vagy készítettünk egy 1 literes, felül nyitott bádoggal, melynek összeerősítése az ábrán látható módon történik. A henger két összeerő lapja közé nittelünk egy befelé nyúló vörös réz-



2. ábra.

lemez (hővezető) és különböző hővezető képességű fémcsíkokat. Ez utóbbiak egyik oldalára ráragasztjuk a hőérzékeny papírt. 1 liter forrásban lévő víz beleöntése után szemmel láthatóan terjed tovább a pirosodás a sárga papíron mindaddig, amíg a környezettel az egyensúly be nem áll. A vezetőképességnek megfelelő hosszúságú piros csíkot kapunk.

Gelléri Emil

Textil- és Bőrvegyészeti Technikum
Budapest

EGYESÜLETI ÉLET

BUDAPESTI ELŐADÓULÉSEK

Október 6. Jánossy Lajos

Újabb eredmények a kaszkádelmélet területén

A kozmikus kaszkádok kialakulása egy primér beeső részecskéből különböző folyamatokkal, így fékezési sugárzással és párkeltéssel, több részecske keletkezése, a valószínűségszámítással nyomonkövethető. Előadó beszámolt régebbi ezirányú elméleti vizsgálatairól, mely a keletkezett részek számán kívül lehetővé teszi azok energiájának és irányeloszlásának statisztikus meghatározását is.

Október 13. Tomka Pál

Elektromos erő keletkezése fény hatására színezett alkálihalogén kristályokban

Előadó beszámolt Bulgáriában tett tanulmányútjáról, ahol az ottani vizsgálatokba bekapcsolódva, a kén

fényelektromos viselkedésével foglalkozott. Az előadást követő vita során az a meggyőződés alakult ki, hogy a különböző hatások szétválasztása még nem történt meg.

Október 20. Nagy Elemér

Nem fotokonduktív anyagok fluoreszkálási mechanizmusa

Előadó a nem fotokonduktív lumineszcens anyagoknál elméletileg várható összefüggéseket ismertette egyes lumineszcens jelenségek között. Rámutatott arra, hogy az elméleti kép még milyen vonatkozásokban nem teljes. Az előadás utáni vita a konfigurációs koordináta-modell alkalmazását és értelmezési lehetőségeit igyekezett tisztázni.

Október 27—November 24

A kvantummechanika alapkérdései (ankét)

A magyar fizikusokat is foglalkoztató, kvantumelmélet elvi alapjait érintő kérdések megvitatását célzó ankét

bevezető előadását Frenkel és Blohincev idevágó dolgozatai alapján tartották. A dolgozatok ismertetésén kívül foglalkoztak a kérdés filozófiai oldalával is. A későbbi alkalommal megrendezett ankétot Novobátzky Károly és Szamosi Géza vezette. A hozzászólások kapcsán kialakult felfogás szerint a kvantummechanika mai elfogadott formájában egyes részecskékkal végbemenő folyamatokra vonatkozólag nem tud részletes leírást adni, de ezt nem is tekinti céljának. Statisztikus törvényei pedig a megfigyelőtől függetlenül objektíve érvényesek. Blohincev dolgozatának fő érdeme, hogy igyekszik rámutatni ennek az okára: az elemi részek nem tárgyalhatók a klasszikus fizika mechanisztikus »részecske« fogalmával, hanem az anyagnak új megnyilvánulási formáit ismerjük meg, mely a saját belső törvényeit követi.

November 3. Fényes Imre

Az ideális gáz termikus állapotegyenletéről

Az előadó az ideális gáz definíciójára az izotermikus és adiabatikus állapotváltozás p – V összefüggéseit használta fel. Ezáltal megkerülte az abszolút hőmérséklet használatát, ami az axiomatikus termodinamika szemszögéből elég elvont, és önkényesen nem értelmezhető. Schay Géza hozzászólásában azt a véleményét fejezte ki, hogy a definíció túlságosan szűk, nem fedi az ideális gáz elfogadott értelmezését. A kérdés körül élénk vita alakult ki.

November 10. Szép Iván

Félvezetőkutatás a Szovjetunióban

Előadó beszámolt a szovjet félvezetőkutatás legújabb eredményeiről. Rámutatott arra, hogy a Szovjetunióban a félvezető-probléma fontos kutatási téma, melynek külön akadémiai intézetei vannak és az ott dolgozó tudósok mind a tisztán elméleti, mind a kísérleti fizika terén, mind pedig a gyakorlati alkalmazásokban világraszóló eredményeket értek el. A legutóbbi félvezető kongresszus ezen eredményeket lerögzíti, majd a szovjet tudomány vezetőszerepének biztosítására még nagyobb horderejű és még általánosabb kutatási programot tűz ki.

November 17. Marx György

Elemi részek kölcsönhatásai és a megmaradási tételek

Az elemi részecskékre vonatkozó legújabb megfigyelések az elemi részek nagyfokú átalakulási készségét bizonyítják. Az elektron és proton szinte kivételesnek mondható stabilitását az elektromos és a legutóbb bevezetett »nukleontöltés« megmaradási tételével magyarázhatjuk. Az előadó rámutatott arra, hogy a béta-bomlás és más folyamatok törvényszerűségei magyarázhatók, ha az itt szereplő kölcsönhatási állandóra (fermion-töltés) is egy megmaradási tétel fennállását tételezzük fel.

December 1. Franz Eder

A legmélyebb hőmérsékletek fizikája

Az előadó először ismértette az alacsony hőmérsékletek előállítására szolgáló klasszikus és modern módszereket. Részletesen foglalkozott az adiabatikus demagnetizációval és a módszer tökéletesített formájával, mely az atommagok mágneses momentumának rendezetlen állapotba való átvitelét használja fel. Ez a módszer ígéretet nyújt arra, hogy $0,001\text{ K}^\circ$ alá lemehezzünk. Ezután a legalacsonyabb hőmérsékleten fellépő újszerű jelenségekről (szupervezetés, hélium szuperfluiditása) adott összefoglalást. A hozzászólások főleg a hőmérséklet abszolút zérus-pont közelében való értelmezésével foglalkoztak. Az előadó rámutatott arra, hogy a testek

hőenergiája csak meghatározott kvantumok többszöröse lehet, ezért itt a test-hőmérséklet is csak diszkrét értékeket vehet fel.

December 7. Gombás Pál

Újabb vizsgálatok az atommag statisztikus elméletében

Az előadó régebben ismertetett elméletének továbbfejlesztéséről számolt be. Az atommag sűrűségének Gauss-görbe szerint való változása a további közelítések szerint is jó közelítésben érvényes. A protonok és neutronok sűrűségeloszlása (normálástól eltekintve) a Coulomb-taszítás dacára nem különbözik számottevő módon. A számítások eredménye azt is megmutatta, hogy a magerők távolságfüggésének fontos szerep jut, jó eredményt a Yukawa-féle erő kifejezés szolgáltat. Ezután az előadó az elmélet alkalmazási lehetőségeit sorolta fel.

Január 5. Novobátzky Károly

A Schrödinger–Gordon-egyenlet klasszikus modellje

A kvantummechanika az egyes fizikai mennyiségek mérhető középértékének kiszámítására ad meg utasítást. Az előadás annak az eddig figyelmen kívül hagyott problémának a vizsgálatáról számolt be, hogy mi az a sokaság, melyre a statisztikus közepelést el kell végezni. Az elért eredmények megmutatták, hogy a relativisztikus kvantummechanika egy relativisztikusan mozgó klasszikus pontsokaságon közepel. Ez a felismerés lehetővé tette, hogy a Schrödinger–Gordon-egyenlet olyan látszólagos ellentmondásait, mint negatív valószínűség-értékek fellepté, kiküszöbölhessük.

Január 12. Tarján Imre

Újabb vizsgálatok alkali-halogen kristályokba beépített színcentrumokkal kapcsolatban

Az előadó ismértette a színcentrum-probléma jelentőségét a fotokémiai folyamatoknál, a hibahelyek természetére vonatkozó vizsgálatokban, valamint a félvezető kutatásban és rövid összefoglalást adott a színcentrumokra vonatkozó eddigi kísérleti eredményekről. Az előadás második részében ismértette azokat az eredményeket, amelyekhez az F-centrumok aggregátumainak vizsgálata révén jutott. Vizsgálatai szerint az F-centrumok aggregátumai fotovezetést mutatnak, amely függ attól, hogy a kristályt a mérés előtt milyen fénykezelésnek vetjük alá.

Január 19. Keszthelyi Lajos

A Cserenkov-sugárzás és alkalmazásai

Az előadás részletesen ismértette a Cserenkov-sugárzás mibenlétét, felfedezésének körülményeit és az elemi részecskék kimutatására való felhasználásának lehetőségeit. A sugárzást a dielektrikumon áthaladó elektron által rezgésbe hozott molekuláris dipolusok bocsátják ki, mégpedig az áthaladó elektron (vagy más töltött részecske) sebessége által meghatározott irányban. A sugárzás irányának megmérése a számlált részecske sebességének meghatározására is lehetőséget nyújt.

Január 26. Szamosi Géza

Az atommag szerkezetéről

Az előadás első felében az előadó beszámolt azokról a tapasztalatokról, melyek az elektronburok szerkezetéhez hasonló héjszerkezet létezésére engednek következtetni az atommagban is. Ezután az atommagok héjszerkezetének elméleti magyarázatára irányuló próbálkozásokról beszélt. Ha az eredő potenciáltérben

mozgó részek közt erős spin-pálya-kölcsönhatást tételezünk fel, kvalitatív megfontolásokkal helyes betöltési számokra juthatunk. Az előadó megmutatta, hogy a nukleonok között közönséges Yukawa-erőket tételezve fel és első Hartree-közelítéssel számolva, az említett kvalitatív kiindulási megfontolások kvantitatív számításokkal megalapozhatók.

Február 2. Morlin Zoltán

NaCl porok rekristallizációja nagy nyomáson

NaCl porok 1000–20,000 kg/cm² nyomás hatására 20–700° C hőmérsékleten pasztillákká állnak össze, miközben a kiindulási anyag krisztallitjai jelentékenyen megnövekednek. A nyomás megszűnte után kipihenési folyamat indul meg. Ez a folyamat a már régebben ismert mérési módszereken kívül az elektromos vezetés hőmérsékletfüggésének mérésével is nyomon követhető. Sűrűségmérésekből következtetni lehet a kipihenési folyamatra és becsülni lehet egy pasztillát alkotó krisztallitok, valamint a közöttük lévő hézagok számát. A nyomás közbeni rekristallizációs folyamat, melynek mérve szemcseszámálással határozható meg, felületi ionvándorlással és plaztikus deformációval, ill. folyással kapcsolatos. Keménységmérések a próbák szilárdságának a rekristallizáció mérvével való összefüggésére derítenek fényt.

Február 9. Jánossy Lajos

A mezonképződés kérdése

A Földünkre érkező primér kozmikus részecskék hatására a légkörben végbemenő folyamatok többek között mezonok képződésével járnak. Ezen mezonok eredete a fékezési sugárzásban megfigyelhető fotonok keletkezésének analógiájára tárgyalható. Azt a megfigyelést, hogy a kozmikus sugárzásban csoportosan érkező mezonok is találhatók, az előadó Heitler elméletét továbbfejlesztve úgy magyarázza, hogy a magba behatoló kozmikus eredetű proton több nukleonnal ütközik és minden ütközés során egy-egy mezont kelt. Ennek Heisenberg elképzelésével szemben megvan az az előnye, hogy nem kell új elméleti módszert bevezetni a mezonképződés magyarázatára.

Február 16. Sándor Endre

Lineáris mikrohullámú gyorsítók

Az előadó ismertette a különféle lineáris gyorsítók működési elvét és kifejlődésük történetét. Rámutatott arra, hogy egy-két MeV tartományban egyszerűségük és az elérhető nagy áramintenzitás miatt egyes területeken versenytársai lehetnek a körpálya-elven működő gyorsító berendezéseknek. Több száz MeV energiáknál pedig elektronok gyorsítására szinte egyedül használhatóak, mert lineáris gyorsítóknál nem lép fel az a centripetális gyorsulás, mely a cirkuláris gyorsítóknál elkerülhetetlenül igen jelentékeny sugárzási veszteséget okoz és az elérhető energiáknak elvi határt szab.

Középiskolai tanárok továbbképzése során tartott előadások

Október 9. Marx György

A relativitáselmélet néhány kérdéséről

Előadó történeti áttekintést adott a tér (geometriai tér és erőter) szerepéről a fizikában. Rámutatott a tér és a benne lévő anyag mély összefüggésére, mely az általános relativitáselméletben jut legjobban kifejezésre.

November 6. Selényi Pál

Álló fényhullámok és nagyszögű interferenciajelenségek

Az előadó először az interferencia jelenségeknek egy szokottnál egyszerűbb tárgyalási módját mutatta be. Ezután az álló fényhullámok létezését, valamint nagy szög alatt haladó fénysugarak interferenciaképességét igazoló kísérleteit ismertette, melyek a fény természetére vonatkozólag nyújtanak értékes útbaigazítást. A hallgatóság nagy érdeklődéssel tekintette meg a bemutatott kísérleteket, melyek egyszerűségük folytán középiskolában is elvégezhetőek.

December 11. Simonyi Károly

A magfizika gyorsító berendezései

A nagyenergiájú részecskék előállításának jelentőségét ismertető bevezető után az előadó sorra vette az egyes gyorsító berendezéseket. Működésük alapelveinek ismertetésén kívül beszélt előnyeikről és alkalmazhatóságuk elvi és gyakorlati korlátaikról. Legnagyobb energiák előállítására a szinkro-ciklotron elv szerint működő berendezések alkalmasak, de pontos mag-energiánívok kimérésére ma is a szallaggenerátor megfelelőbb.

December 13. Lévi Ernő

Hidrodinamikai áramlási készülékekről

A pest megyei középiskolai tanárok konferenciáján megtartott fizikai előadások közül az első a hidrodinamika tanításában nagy szerepet játszó áramvonal-mutató készülékeket ismertette. Az előadást bemutatásokkal kísérte.

Károlyházi Frigyes

A fotonról

A második előadás a fény természetére vonatkozó ismereteink kialakulásával foglalkozott. A részecske-, hullám- és túsugárzás-elképzelés ismertetése után vázolta az elektromágneses tér kvantumelmélete által adott értelmezést, mely szerint a foton az egész elektromágneses tér gerjesztettségi fokát jelenti. Az elméleteket mindenütt a megfelelő, fény természetére vonatkozó kísérletekkel vezette be és támasztotta alá.

Február 5. Kovács Károly Pál

A villamosenergia-termelés és elosztás időszériái

Az előadó az ország villamosenergia-ellátása szempontjából fontos problémát úgy ismertette, hogy a hallottak a gimnáziumi fizikatánítás során a tudomány és gyakorlat szoros kapcsolatának bemutatására felhasználhatók.

Február 21. Vermes Miklós

Az 1952. évi Eötvös tanulmányi verseny feladatai

A középiskolai diákok részére tartott előadás a gimnáziumi tanulók fizika iránt való érdeklődésének felkeltésére szolgált.

AZ EÖTVÖS LORÁND TANULMÁNYI VERSENY

1952 november 29-én tartotta meg az Eötvös Loránd Fizikai Társulat az Eötvös Loránd Fizikai tanulóversenyt Budapesten, Debrecenben, Szegeden, Miskolcon, Egerben és Veszprémben.

A versenyen 301 középiskolai tanuló és elsőéves egyetemi, főiskolai hallgató vett részt.

Teljesen hibátlan dolgozatot egy résztvevő sem nyújtott be, ezért az első díjat a Társulat nem adta ki.

A második díjat Szondy Tamás a budapesti Eötvös Loránd Tudományegyetem Természettudományi Karának elsőéves vegyészhallgatója nyerte el. Szondy Tamás a Budapesti Árpád gimnáziumban érettségizett. Gombos János tanítványa volt.

A harmadik díjat Gulyás Gábor és Zanati Tibor nyerték el. Gulyás Gábor a budapesti Eötvös Loránd Tudományegyetem Természettudományi Karának elsőéves fizikushallgatója, Miskolcon a Földes Gimnáziumban érettségizett. Virágvolgyi Béla tanítványa volt. Zanati Tibor a budapesti Eötvös Loránd Tudományegyetem Természettudományi Karának elsőéves vegyészhallgatója, Zalaegerszegen az Általános gimnáziumban érettségizett. Sanits Géza tanítványa volt.

Dícséretben részesültek :

Bálint József, az egri Pedagógiai Főiskola elsőéves hallgatója, aki a gyöngyösi Általános gimnáziumban végzett. Gács Béla tanítványa volt. Kollár Mihály, a szegedi Tudományegyetem Természettudományi Karának elsőéves hallgatója, aki a szarvasi Általános gimnáziumban végzett. Pálos György tanítványa volt. Tamás József, a veszprémi Nehézipari Műszaki Egyetem elsőéves vegyészhallgatója, aki Egerben szakérettségis tanfolyamot végzett. Ujvári Ottó tanítványa volt.

A versenyen résztvevők közül két példa hibátlan megoldásával érdemes munkát végeztek a következők :

ifj. Csikós József, Rákóczi gimn., Budapest ; Gurji Ábrahám, Rákóczi gimn., Budapest ; Kovács Kálmán, Rákóczi gimn., Budapest ; Czobor Miklós, Apáczai Csere gimn., Budapest ; Eördögh László, Apáczai Csere gimn., Budapest ; Székely András, Apáczai Csere gimn., Budapest ; Bezzeg István, Petőfi gimn., Budapest ; Papp Elemér, Petőfi gimn., Budapest ; Ambrus Lajos, Fáy gimn., Budapest ; Kroó Norbert, Fáy gimn., Budapest ; Dömölki Bálint, Jedlik Ányos gimn., Csepel ; Gutay László, Széchenyi gimn., Budapest ; Szota György, Általános gimn., Hatvan ; Szilárd Miklós, Általános gimn., Balassagyarmat ; Fejér Levente, Gépipari Technikum, Szeged ; Solti Ferenc 5. sz. Vegyipari technikum, Veszprém ; Bessenyei Ferenc, Általános gimn., Eger ; Schneider József, Fazekas gimn., Debrecen.

1953. ÉVI KOSSUTH-DÍJASAINK

Novobátszky Károly

Novobátszky akadémikus, Társulatunk társelnöke, ez évben másodikban kapta meg a Kossuth-díjat. A második Kossuth-díjat azokért a legutóbbi két évben végzett kutatásaiért kapta, melyek a kvantummechanika alapjainak, a kvantummechanika állapotegyenlete (Schrödinger-egyenlet) fizikai tartalmának tisztázását célozták.

A kvantummechanika alapfeladata tisztán mechanikai természetű: tömegpontnak tekinthető, adott erők hatásának kitett részecskéket jellemző dinamikai mennyiségeket (energia, impulzus stb.) kell meghatározni különböző időpontokban. A klasszikus, Newton-féle dinamika által szolgáltatott eredmények nem kielégítő voltát felismerve alkották meg Heisenberg és Schrödinger a kvantummechanikát. Mindkettőjük a mechanikától távolos területekről elindulva jutott el a kvantummechanikához. A Schrödinger-egyenlet felállításához például optikai analógiák vezettek el. Emiatt az egyenletben szereplő mennyiségek jelentése sokáig tisztázatlan maradt, ezek értelmezését végül is Born külön feltevés formájában adta meg.

Novobátszky Károly azt a célt tűzte ki, hogy a kvantummechanikának olyan tisztán mechanikai megalapozását adja, mely rávilágít a klasszikus dinamikával való kapcsolatra is. Kiindulással a klasszikus Hamilton—Ja-

cobi-egyenlet kínálkozott. Ennek megoldása, a hatásfüggvény ugyanis nem egy tömegpont, hanem egy részecskesokaság mozgását írja le, egy sebességeteret ad meg. Ebből kiindulva jutott el Novobátszky Károly a kvantummechanikai sokasághoz, melyen elvégzett közepelés a kvantummechanika tapasztalattal egyező eredményeire vezet. Vezérfonalul az a követelmény szolgált, hogy a középértékek nem függhetnek a klasszikus mechanikára jellemző önkényes integrációs állandóktól. Az »integrációs állandóktól mentes« dinamikára való törekvés általános fizikai elvek által megszabott úton meglehetősen egyértelműen elvezetett a Schrödinger-egyenlethez. Az egyenlet ilyen bevezetése mellett külön feltevések nélkül kiadódott az egyenletben szereplő mennyiségek fizikai jelentése, valamint fény derült a klasszikus- és kvantum-mechanika kapcsolatára is. A relativisztikus mechanikának részecskesokaság viselkedését leíró, integrációs állandóktól mentes mechanikává való továbbfejlesztése pedig a relativisztikus kvantummechanika állapotegyenletéhez, a Schrödinger—Gordon-egyenlethez vezetett el. A követett módszer erejére jellemző, hogy az állapotegyenlet és az állapotfüggvény dinamikai jelentésének ismerete feloldott olyan látszólagos ellentmondásokat, melyek miatt sokan a Schrödinger—Gordon-egyenletnek, mint tömegpont állapotegyenletének elvetését javasolták.

Gyulai Zoltán

Gyulai professzort »a kristályok és oldatok határretegének vizsgálatában elért eredményeiért és mester-séges kvarckristályok előállításáért« tüntette ki kormányunk Kossuth-díjjal. Kristálynövekedési problémákkal Gyulai professzor kb. húsz éve foglalkozik. Ilyen problémához régebbi vizsgálati területének problémái vezettek. Fényelektromos, valamint vezetési jelenségek értelmezésénél nagy szerepet játszanak bizonyos kristályhibák, amelyek már a kristály születésénél keletkezhetnek.

Első értekezése ezen a területen 1936-ban jelent meg a Zeitschrift f. Kristallographie-ban. Ebben a munkájában elsőnek adott kísérleti igazolást A. Kossel kristálynövekedési elméletének. Nagy vonalakban ezek alátámasztották Kossel elgondolásait, amelyekkel szemben voltak ellenvetések az irodalomban. Tovább folytatva a vizsgálatokat, pontosabb összehasonlításokat tett az elmélet és tapasztalat között. Rámutatott ezekben arra, hogy vannak jelenségek, amelyek a Kossel-féle elmélettel nem értelmezhetők. Szükség van tehát, hogy a tapasztalatok alapján valamit még feltételezzünk. Ezt ő úgy oldja meg, hogy a növekedésben lévő kristály felülete és az oldat között egy átmeneti réteget tételez fel. Ez az átmeneti réteg már egy félig rendezett állapotot jelent. Ezt a réteget a kristály határfelületén lévő atomok vagy ionok által kifejtett erők hozzák létre. Ezzel a határreteggel lehet azután értelmezni a jelenséget, hogy a növekedés nem molekuláris vastagságú rétegben történik, hanem olyan méretűben, amely mikroszkóppal is megfigyelhető. A határreteg jelenlétének kimutatását több oldalról is megkísérelte. A módszerek egy része igen nehéz, azonban sikerült találni lehetőségeket a direkt igazolásra ; ezek a vizsgálatok az Akadémia közleményeiben megtalálhatók. A kristály és az oldat közötti határreteg aránylag könnyen értelmezhető, nehezebb azonban a kristály és a kristályanyag gőze közti határretegét. Ennek a létezésére vonatkozólag több irodalmi adat van, amely létezését valószínűvé teszi.

A kristálynövekedés kérdése nemcsak a tudomány számára fontos és érdekes, de a gyakorlati életet is érdekli. Ez nagyon sok egykristály esetében igaz. Fennáll ez a kvarckristályok esetében is. A természetes lelőhelyek előbb-utóbb nem tudnak majd az ipar számára elegendő anyagot szolgáltatni. Köztudomás szerint a kvarckristályokat részben optikai célokra, másrészt a nagyfrekvenciós technikában használják, mint rezgő kvarcokat. Ilyen kristályok előállításával sok helyen foglalkoznak külföldön is. Az előállítás nem tartozik a

technikailag könnyen megoldható feladatok közé. A növesztés oldatból történik, vastagfalú acél autóklávban 400° C körüli hőmérsékleten, ahol a belső nyomás 1000 atmoszféráig is felmehet. A növesztési eljárások egyes részletei, a külföldiekhez képest újítások és újfajta megoldások. Ezekkel az újfajta eljárásokkal hazai nyersanyagok felhasználásával sikerült néhány cm méretű teljesen kifogástalan minőségi kvarckristályokat növesztetni.

Winter Ernő

Közismert, hogy hazai elektroncső-iparunk világviszonylatban is jelentős szerepet játszik. Kormányzatunk ennek elismeréseképpen, ezen ipar és tudomány jelentős képviselőjét: Winter Ernőt, az Akadémia levelező tagját Kossuth-díjjal tüntette ki.

Winter Ernő neve mindenki előtt ismeretes, aki hazánkban a rádiócsövekkel tudományos szempontból kapcsolatba kerül. Winter Ernőt úgy ismerik, mint a hazai rádiócső fejlesztés inspirátorát. Kiváló intuícióval mindig meglátja a problémák lényegét és tudatos kutató munkával, mindig iparilag is használható megoldást talál. Meggyőződése, hogy a technika és a természettudományok kölcsönhatásban állanak: hol a technika fejleszti a természettudományokat, hol fordítva.

A hazai elektroncsőipar e kitűnő reprezentánsának élete és tudományos munkássága a magyar rádiócsőipar fejlődésével szorosan összefügg s példázza az ipar és a tudomány egymásrautaltságát. Főbb munkásságából ilyen szempontból kiemelve néhány jellemző eredményt:

Katódfejlesztés. Az 1920–30 közötti években az elektroncső fejlesztés központi problémája a katódkérdés volt. Az 1925-ig használt tórium és wolframkatódák kis specifikus elektron emissziója, csak nagy fűtőteljesítmény mellett nyújtották a szükséges erősítést és teljesítményt. A már korábban ismert, de reprodukálhatóan még elő nem állítható oxid-katódák felé mutatott a fejlődés útja. A problémát elsőnek a hollandiai Philips Művek kutató laboratóriuma oldotta meg, az ú. n. bárium-azidos eljárás kifejlesztésével és ezzel minőségi szempontból nagyságrendekkel a világ valamennyi elektroncső gyára elé került.

A gyerekcipőben járó magyar elektroncsőipar számára életkérdéssé vált 1. olyan katódák kidolgozása, melyekkel a Philips csövekkel egyenértékű csövek készíthetők, 2. az eljárás független legyen szakmailag a Philips által kidolgozott eljárástól.

A kutatás két éven keresztül eredménytelen volt, míg ezután Winter Ernőnek és Czukor Károlynak együttesen sikerült a redukciós bárium fémgőz eljárást kialakítani. Ezen eljárással készült katódák sok szempontból felülmúlták a külföldi katódák minőségét

A kutatással kapcsolatban, az ipari eredmények mellett, jelentős tudományos felismerések is mutatkoztak. Winter Ernő és Czukor Károly elsőnek állapította meg, hogy az aktív oxid-katódákon bárium-oxid mellett, fémhárium is jelen van, sőt a kutatások első szakaszában platina magfemen tisztá fémhárium katódákat is előállítottak. Ugyancsak ők ismerték fel elsőnek az oxid-katódák redukciós aktivitását.

A közvetett fűtésű katódák kifejlesztésével az 1930-as évek elején súlyos problémák jelentkeztek a termikus rácsemmisszió. Ennek megszüntetésére irányuló kutatások folyamán Winter Ernő felismerte, hogy a rácsemmissziót nem egyedül a katódából a rácra párolgó fémhárium okozza, mert annak kilépési munkája nagy ahhoz, hogy a csőben előforduló rácshőmérsékleten emittáljon. Zavaró mértékben rácsemmisszió csak akkor mutatkozik, ha a rácson fémoxidok is jelen vannak, mellyel a párolgó fémhárium bárium-oxidot alkot. A rácokat a felismerés szerint olyan anyagokkal kell bevonni, melyek nem oxidálódnak, illetve oxigén tenziójuk oly nagy, hogy a vákuumban fémre és oxigénre essenek szét. Ilyen

anyagok a nemesfémek. A vizsgálatok ipari eredményeként a rácsemmisszió-mentesítés gyakorlati módja született meg, mely az egész világon ma is használatban van.

Az eddig felsorolt kutatások tudományos szempontból azért jelentősek, mert felderítették a ma is használatos oxidkatódák emissziós mechanizmusát.

Elektroncső-fejlesztés. Az 1920-as évek végén az elektroncsövek nagy dinamikus erősítése érdekében megalkották külföldön a tetródát. A tetróda a jelentkező szekunder emisszió miatt azonban nem volt a végerősítő csőként való alkalmazásra elég nagy mértékben kivételhető és ezért a kutatások ekkor arra irányultak, hogy ezt a szekunder emissziós hibát valamiképpen megszüntessék.

Winter Ernőnek a kérdést sikerült elméleti és gyakorlati vonatkozásban tisztázni. Megállapította, hogy a káros szekunder emisszió bármilyen negatív feszültségre — így esetleg a vezérlő rácra kötött — rácscsal is megszüntethető és konstruktívan is megoldotta ezen az úton a nagy belső ellenállás megvalósítását.

Szekunder emittáló katódák fejlesztése. Az 1930-as évek végén az elektroncsövek erősítésének növekedése érdekében folytak a legfontosabb vizsgálatok. A meredekség-növelés egyik útjaként a szekunder emisszió kihasználása kíváncsított. Winter Ernő és Budincsevs Andor külföldi kutatások nyomán, a szekunder emissziós szempontból különösen kiváló sajátosságokkal rendelkező két vegyértékű fémek oxidjaival foglalkoztak. Kidolgozták a vizsgálatok folyamán ezen oxidrétegek anódon való előállításának és aktivitásának a módját. Megállapították, hogy jó szekunder emissziós felületek úgy készíthetők, ha az említett oxidrétegeket a csővön belül vákuumtérben állítják elő és rajta, a keletkezés pillanatában alkáli vegyületeket — előnyösen káliumkloridot — adszorbeáltatnak. Hibás külföldi feltevésekkel ellentétben megállapították, hogy ezüstmagnézium-ötveztből, azt hevítve, magnézium diffundál a felületre és ez, kisnyomású oxigén jelenlétében kiváló szekunder emissziós sajátosságokkal bíró magnézium-oxid réteggé alakul.

A vizsgálatok ipari eredményeként tehát kidolgozták az elektronsokszorozókban és az egyéb szekunder emissziót felhasználó elektroncsövekben ma is használatos szekunder emissziós rétegek előállítási módját és elméleti eredményként felismerték a szekunder emissziós rétegek emisszióképességének főokozóját: a két vegyértékű fémek oxidjain adszorbeált alkáli halogénideket.

Budincsevs Andor

Budincsevs Andor a műszaki tudományok kandidátusa, a hazai elektroncső-ipar kiváló képviselője szintén Kossuth-díjban részesült.

Munkássága szorosan összefügg Winter Ernő kutatásaival.

Sokoldalú érdeklődése, vele született kiváló gyakorlati érzéke és szívós tanulása tette alkalmassá a különlegesen nehéz problémák technikai megoldására. Budincsevs Andor elektroncsőiparunk egyik legkitűnőbb kivitelező kutatója. Tudományos munkásságát Winter Ernő kutatásainál már nagyrészt méltattuk. Külön ki kell emelni még, hogy kialakította a katóforetikus katódbevonás egyik gyakorlati megoldását, elsőként alkalmazta az elektronsokszorozóval a rádióaktív részecske számlálást, résztvett a deciméteres üzemi triódák fejlesztésében, számos atomfizikai és vákuumfizikai berendezést fejlesztett ki.

Huszka Ernőné

Huszka Ernőné a Varga Katalin leánygimnázium fizika-matematika szakos vezető tanárát kiváló oktató munkájáért és eredményes kutatásaiért Kossuth-díjjal tüntették ki.

Minden magyar pedagógus büszke örömmel vette tudomásul ezt a kitüntetést. Ismét kiemelkedő példáját látjuk annak, hogy államunk mennyire megbecsüli a pedagógusokat. Lehetetlen nem visszagondolnunk arra, hogy milyen volt a magyar tanár és ezen belül még különösen a természettudománysszakos tanár sorsa azelőtt. Most Kossuth-díjjal tüntetjük ki a kiváló tanárokat, akkor óradíjért kellett könyörögniök a miniszteri előadó előszobájában. Sok volt a tanár és különösen a fizika-matematika szakos. Ma nem tudunk elég tanárt biztosítani az óriási iramban épülő, bővülő iskoláink számára.

Huszkáné kartárs élete is sok olyan eseményt tartalmaz, amin érdemes elgondolkodni. Pedagógus családból származott, már nagyszülei is matematika-fizika szakos tanárok voltak. Igen nehéz anyagi körülmények között élték. Apja nem választhatta a mérnöki pályát, mert a család nehéz helyzete ezt még kevésbé engedhette meg, mint azt, hogy tanár legyen. Haladó gondolkodású édesapja állami gimnáziumba iratta be, habár az sokkal nagyobb követelményt állított a tanulók elé. Iskoláit végig kitüntetéssel végezte, de ösztöndíjat vagy segítséget tanulmányai egész ideje alatt nem kapott. Ebben csak azok részesültek, akiknek megvolt a megfelelő összeköttetésük. Tiszta kitűnő tanári diplomája megszerzése után privát-órák adásából tartotta fenn magát és állás után szaladgált. Ideiglenesen zárdaiskolában tudott elhelyezkedni, de ott is csak addig, amíg valamelyik szerzetesnő megfelelő oklevelet nem szerzett. Akkor útnak bocsátották. 1933-ban került be az Erzsébet nőiskolába, mint ideiglenesen foglal-

koztatott ösztöndíjas óraadó helyettes tanár. Ott irodai beosztást kapott, de hamar észrevették, hogy milyen kitűnően tud az iskolában tanítani. Tanítási munkára osztották be, délutáni munkája pedig internátusi felügyelet volt. Az internátusi korrepetáló munka eredménye: abban az évben a matematika-fizika osztályzatok túlszárnyalták a többi osztályzatok átlagát. 1937-ben már gyakorló tanárjelöltek vezetésére kap megbízatást. 1939-ben kapta a tanári kinevezését: vezető tanár nem lehetett, mert ez 10 éves gyakorlathoz és rendes tanári kinevezéshez volt kötve. Csak a felszabadulás után a népi demokráciában kapta meg ezt a kitüntetést. A reáltagozatot az Erzsébet-nőiskolában ő szervezte meg.

A felszabadulás után élénken részt vett a természettudományi oktatás új alapokra fektetésében. Tankönyvbírálatokat, módszeres útmutatásokat készített. A szakkérdésképzőn előadássorozatokat tartott, évekig tanított a szakértettségis tanfolyamokon. A nyári szünetben saját erejéből tanfolyamot szervezett néhány iskola fizikatanára számára, tapasztalatcsere céljából. Évekig dolgozott gyárakban és üzemekben, hogy tudását gyakorlati készségekkel erősítse. Szabadágidejét a soproni egyetemen töltötte kutatómunkában.

Nincs számára időkorlát. Este 8-kor valamilyen előadás után is gondolkodás nélkül visszamegy az iskolába, hogy másnapi kísérletein dolgozzék. Tanítását magávalragadó erő, végtelen tárgyszeretet, a finom részletekben való elmélyedés jellemzi. Szakmai oktatáson felül igazi nevelő. Egyénenként foglalkozik minden növendékével, tanítványai végtelen szeretet és tisztelik.

KÖNYVSZEMLE

AZ ACTA PHYSICA II. KÖTETE

Miután a Fizikai Szemle múlt évi utolsó három száma a debreceni fizikus vándorgyűlésen elhangzott előadásokat tartalmazta, helyhiány miatt az Acta Physica közben megjelent számainak ismertetése nem volt lehetséges. A múlt számunkban már ismertettük az Acta Physica I. kötetének utolsó számát. Most pedig a II. kötet négy füzetét együtt ismertetjük.

1. szám

Selényi Pál cikkében egy új módszert ír le, az elektronmikroszkóppal keltett kép láthatóvá tételére, továbbá az elektrográfiának televízió területén való alkalmazási lehetőségeire mutat rá.

Bodó Zsolt arról számol be, hogy különböző fluoreszkáló porok diffúzió-reflexiója alapján ultraviola abszorpciójukat határozta meg. *Mn*-t és *Fe*-t tartalmazó villemit; *Sb*-t és *Mn*-t tartalmazó halofoszfát porokkal dolgozott. Az abszorpció koefficiens hőmérséklettől való függését is meghatározta.

Budó Ágoston dipólfolyadékok dielektromos relaxációjának Debye-Ramm-féle elméletét fejleszti tovább. A kvantummechanikában ismert matematikai módszert használja ezen klasszikus probléma tárgyalásához.

Gáspár Reszö az alkáli- és alkáliföldfémek Gombás által kidolgozott elméletét építi tovább, miáltal lehetővé válik kettőnél több valencia-elektront tartalmazó fémek kötését elméletileg tárgyalni. A módszer alkalmazásaként a fémalumínium kötését vizsgálja meg.

Horváth János a sósavmolekula polarizációs energiájának kiszámítására Gombás Pál és Neugebauer Tibor által régebben adott közelítő módszernél fellépő improprius integrálra ad egy közelítő formulát, mellyel a számolás exaktabbá válik.

Náray Zsolt perturbációs eljárással kiépíti a HCL molekula elméletét empirikus vagy félempirikus paraméterek nélkül. A molekula több adatát eme elméletből számolva a számított és tapasztalati értékek jól egyeznek.

Marx György a relativitás-elmélet alkalmazásával ad feleletet egy újabban sokat boncolt kérdésre: milyen erő hat kiterjedt mágnesekre? A szerző az elektromágneses tér forrásaiként az elektromos töltéseket és permanens mágneseket tekinti. Az elektromágneses tér Lagrange-függvényének megalkotása után a tér által a mágnesekre kifejtett erőt, mint az energiaimpulzus-tenzor divergenciáját egyértelműen kapja.

A »Rövid közlemények« rovatban három közlemény jelent meg.

Szamosi Géza egy eljárást közöl, melynek segítségével magasabbrendű téregyenleteket másodrendűekre lehet visszavezetni. A módszernek azért van jelentősége, mert az erőterekben fellépő divergencia-nehézségeket többek között magasabbrendű téregyenletekkel próbálják kiküszöbölni.

Nagy Elemér a villemit fluoreszcenciájának hőmérséklettől való függésére korábban közölt formula általánosításáról számol be.

Fenyves Ervin és Haiman Ottó a kozmikus sugárzás abszorpciójára vonatkozó bányában végzett méréseik eredményeit közlik.

2. szám

Hoffmann Tibor az Acta Physica-ban korábban megjelent cikkének folytatásaként két érdekes cikket közöl, melyek közül az elsőben azonos atomok, a másodikban pedig két különböző atomtípusból felépített síkbeli és térbeli rácsokra vonatkozó számításait közli.

Selényi Pál ama felismerésből kiindulva, hogy a szelén kristályosodása megvilágítás által elősegíthető,

megfelelő hőkezeléssel szelénre fotografikus képek reprodukcióját tudta előállítani.

Kovács István két eljárást ismertet, melyek segítségével molekula-spektrumok mérési eredményeiből a rotációs konstans és az átmenetben résztvevő molekula-termék rezgési szintjének különbsége egyszerű módon meghatározható. Mind a két eljárás alkalmazható a perturbációk megállapítására is. A perturbáló term rotációs állandója és a rezgési nívó nagysága meghatározható.

Gáspár Rezső cikkében bizonyítja, hogy atomok redukált effektív magtöltése jó közelítésben egy a rendszámától független univerzális függvénye a mag-távolságnak, ha ezt a rendszám $-1/3$ -ik hatványával arányos egységekben mérjük. Ezt az univerzális függvényt analitikus függvénnyel jól lehet közelíteni. Ezáltal analitikai úton kiszámíthatók a periódusos rendszer valamennyi elemének fontosabb atomfizikai állandói. Továbbá egy módszer továbbépítéséről számol be, miáltal a legalacsonyabb energiaállapotokban lévő elektronok saját függvényei és saját értékei analitikus úton kiszámíthatók.

Jánossy Lajos arra vonatkozóan végez számítást, hogy egydimenziós kvantummechanikai hullámcsoport miképpen viselkedik, ha végtelen vékony potenciálfallal ütközik. Bizonyítja, hogy a hullámcsoport két részre szakad szét, melyek közül az egyik visszaverődik a másik pedig áthalad a potenciálfalon.

N. K.

3. szám.

Az első cikket Nagy Elemér és Bodó Zsolt írták. Mangánt és vasat tartalmazó villemit lumineszcenciájával kapcsolatos legújabb kutatásai eredményeiről számolnak be. Dolgozatukban megvizsgálják azt az effektust, amelyet a mangánnal aktivált villemit kvantumhatásfokon a vas-szennyezés okoz. Kimutatják, hogy a szennyezés egyrészt a gerjesztő fényt, másrészt a mangán által emittált fényt abszorbeálja. A csökkenés másik oka az, hogy a vas képes a mangánban abszorbeált energiát disszipálni, ha a mangán iontól nincs nagyon messze. Elméleti megfontolások alapján kiszámolják, azt a vas-mangán-ion távolságot, amelyből az energia disszipálás még létrejöhet.

Pauncz Dezső és Berecz Ferenc a négygyűrűs kondenzált aromás hidrokarbon diamágneses anizotropiáját vizsgálják London módszere alapján. Számításai célja annak megállapítása, hogyan függ a diamágneses anizotropia azonos gyűrűszám esetén a molekula alakjától. Eredményeik a tapasztalattal jól egyeznek.

Hoffmann Tibor a félvezetők szerkezetével kapcsolatban végez elméleti vizsgálatokat. A felületi sajátságokat, mint pl. adszorpció, felületi állapotok stb. az előző cikkeiben használt kvantummechanikai módszerekkel tárgyalja. A fent említett sajátságok jól tárgyalhatók, ha a vizsgált kristályt egydimenziós, párhuzamos atomrácókból felépítettnek tekintjük első közelítésben.

Tomka Pál dolgozatában beszámol természetes és mesterséges Na Cl, KBr és K Cl kristályokon végzett vezetőképességi méréseiről. 50–60000 V/cm térerősségeknel már eltérés mutatkozik az Ohm-törvénytől, azonkívül a vezetőképesség függ a kristályvastagságtól,

ha a kristályban szennyezés van. Az eltérést mutató kristályoknál a vezetőképesség egy kristály példányon belül is mutatkozik az elektronikus félvezetőkkel analóg módon.

Gombás Pál első dolgozata az »Atommag statisztikus elmélet« c. korábbi dolgozatának folytatása olyan értelemben, hogy a mag sűrűségére felvett kifejezésben, mely a használt Ritz-féle variációs eljárás alapjául szolgál, egy további tagot is figyelembe vesz. A neutronok és protonok sűrűségeloszlását most már nem tekinti azonosnak. Ezen módosítások által a kötési energiára vonatkozó eredményei javultak.

Második dolgozatában Gombás Pál az atommag héjszerkezetét vizsgálja a statisztikus magmodell segítségével.

A »Rövid Közlemények« rovatban Valkó Iván Péter és Gergely György dolgozata szerepel. Levelükben beszámolnak a limineszkálás felnövekedése és utánvilágítása kikompenzálására régebben kidolgozott módszerük felvételéről.

4. szám.

Bardócz Árpád dolgozatában ismerteti egy újrendű elektronikus vezérelt ívgerjesztő berendezést, amelyet spektroszkópiailag célszerű lehet felhasználni. Az ívet nagyfrekvenciás nagyfeszültségű jel gyűjtja be és a hálózat 50 periódusát váltóáramra táplálja. A nagyfrekvenciás nagyfeszültségű jel egy Tesla-transzformátor szekunderjén keletkezik, melynek primérjébe kapcsolt kondenzátor egy tiratronon keresztül mindig akkor tud kisülni, amikor egy speciálisan kiképzett multivibrátor a lezárt tiratron rácsára pozitív impulzust ad.

Boros János és Sibalszky Zoltán dolgozatukban a színezett alkálihalogenid kristályok (NaCl, KBr, KCl) elektromos vezetését vizsgálják. Egy nagyobb irodalmi anyagot kritikailag átdolgozva és saját méréseikre támaszkodva megállapítják, hogy az elektromos úton (a vezetőképesség hőmérsékletkoefficiensének mérésével) és optikai úton (abszorpciós és foszforeszcencia emissziós spektrumból) kapott energiaértéket megegyeznek. Ennek alapján felvetik a kérdést nem egyszerűbb-e a kristályok elektromos vezetését elektronvezetésnek felfogni.

Jánossy Lajos a kaskádelmélet területén végzett legújabb vizsgálatainak eredményeiről számol be dolgozatában. Az irodalomban G-egyenlet néven ismeretes egyenletet, mely eddig speciálisabb alakban volt adva (ami ugyancsak az ő nevéhez fűződik) általánosítja. A cikk második részében megmutatja, hogy sok ismert kaskádelméleti eredmény egyszerűen megkapható az általánosított egyenlet segítségével.

Gáspár Rezső és Gombás Pál közösen írt dolgozatukban az atom-elektronok sajátfüggvényeinek és sajátértékeinek meghatározására korábban kidolgozott módszert általánosítják. Ezáltal magasabb radiális kvantum-számú elektronállapotok is tárgyalhatók elméletileg. A továbbfejlesztett módszer alkalmazásaként a Se-atom energiaértékeit számolják ki. A számítás eredményeként adódó értékek jól egyeznek a tapasztalattal.

A »Rövid Közlemények« rovatban Neugebauer Tibor dolgozata jelent meg. Cancerogén molekuláknak láncmolekulákkal való van der Waals-féle kölcsönhatását számolja ki a kvantummechanikai perturbációszámítás segítségével. A számítás eredménye szerint a kölcsönhatás rendkívül nagy adódik.

A kiadásért felel: Mestyán János

Műszaki felelős: Tóth Ferenc

A kézirat beérkezett 1953 III. 2. Póldányszám: 1600. Terjedelem: 3,5 (A/5) ív, 37 ábra

Ez a folyóirat MNOSZ 3405 és 5602Á szerint készült

Akadémiai nyomda, Gerlőczy-utca 2. — 23823/53 — Felelős vezető: ifj. Puskás Ferenc

FIZIKAI SZEMLE

Az
Eötvös Loránd
Fizikai Társulat
Lapja

TARTALOMJEGYZÉK:

A FIZIKAI KUTATÁS FEJLŐDÉSE HAZÁNKBAN
A FELSZABADULÁS ÓTA

Marx György : Relativitáselmélet és alkalmazásai

Nagy Károly : Kvantumelmélet

Faragó Péter
és Pócza Jenő : Elektronika

Fenyves Ervin : Kozmikus sugárzás

Szamosi Géza : Az atommag elmélete

Pauncz Rezső : Atomok elmélete

Pauncz Rezső : Molekulák elmélete

Fényes Imre : Termodinamika és statisztikus mechanika

Hoffmann Tibor : A szilárd anyag elmélete

Boros János,
Szalay László
és Bodó Zsolt : Félvezetőkutatás



Felelős szerkesztő: Szamosi Géza

Szerkesztőbizottság:

**Csekő Árpád, Faragó Péter, Gáspár Rezső, Kocsis László, Marx György, Szamosi Géza,
Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Vermes Miklós**

Szerkesztőbizottság titkára: Turiné Frank Zsuzsa

Szerkesztőség: Budapest, V., Reáltanoda-utca 13—15. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő: 187-423

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó Budapest, V., Alkotmány-utca 21.
Távbeszélő: 424-595, 424-589, 113-823, 420-538

Felelős kiadó: Mestyán János

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat
Budapest, V., József nádor-tér 1. Telefon: 180-850

Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat József nádor-tér 1, üzlethelyiség. Telefon: 183-022

Előfizetés egy évre 30,—, félévre 15,— Ft; egyes szám ára 6,—Ft

Megjelenik évente hatszor

СОДЕРЖАНИЕ

Развитие исследований по физике в Венгрии со дня освобождения

Д. Маркс: Теория относительности и ее применения

К. Надь: Квантовая теория

Л. Фараго и Е. Поца: Электроника

Е. Феньвеш: Космическое излучение

Г. Самоши: Теория атомных ядер

Р. Паунц: Теория атомов

Р. Паунц: Теория молекул

И. Феньеш: Термодинамика и статистическая механика

Т. Гофман: Теория твердых тел

Я. Борош, Л. Салаи, З. Бодо: Исследования по полупроводникам

A kiadásért felel: Mestyán János

Műszaki felelős: Tóth Ferenc

A kézirat beérkezett 1953 V. 20. Pédányszám: 1600. Terjedelem: 3,5 (A/5) ív

Ez a folyóirat MNOSZ 3405 és 5602Á szerint készült

Akadémiai nyomda, Gerlőczy-utca 2. — 24890/53 — Felelős vezető: ifj. Puskás Ferenc

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

III. évfolyam

3. szám

1953 augusztus

A fizikai kutatás fejlődése hazánkban a felszabadulás óta

A fizikai kutatómunka Magyarországon értékes hagyományokra tekinthet vissza. Jedlik Ányos és Eötvös Loránd a régiiek, Schmid Rezső, Gerő Loránd, Bródy Imre a fiatalabbak közül és évtizedek óta működő, ma is köztünk dolgozó élvonalbeli tudósaink értékes módon járultak hozzá a fizika területén az emberség egyetemes kultúrkincséhez, a haladó tudomány győzelméhez. Tudjuk azonban, hogy a fizikai kutatás a múltban mégsem foglalta el hazánkban az őt megillető helyet: egyes emberek magánügye, „mellékfoglalkozása” volt, vagy gyakrabban egyes cégek profitérdekeit szolgálta. A felszabadulás ezen a téren is fordulatot hozott. A tudományos kutatás ma már az egyik legmegbecsültebb hivatás, a kutatómunka is „becsület és dicsőség” dolgává vált. A Magyar Tudományos Akadémia teljes erkölcsi és anyagi támogatásával dolgozik minden kutató fizikus, akadémikustól aspiránsig. Természetesen a fejlődés az eredményeken, az önálló tudományos munkák számának és értékének növekedésében valójában csak évek múlva fog igazán megmutatkozni, az aspiránsképzés, az egy-két évvel ezelőtt felállított kutatóintézetek gyümölcseinek évekig kell érnie. Mégis érdemes áttekinteni azt a fejlődést, amely a felszabadulás óta eltelt nyolc év alatt a magyar fizikai kutatást jelenlegi helyzetéhez elvezette. A fejlődés már most is jelentkezik a tudományos eredményeken, tudományos dolgozatokon keresztül. Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat ezzel a kiadványával kívánja megmutatni a nyilvánosságnak, miként hálálták meg a magyar fizikusok azt a gondoskodást, megbecsülést, melyet Pártunk, népi demokráciánk nekik nyújtott.

Ha átlapozzuk a Fizikai Szemle ezen számát, kibontakozik előttünk a Magyarországon folyó tudományos munkának fizikára eső szakasza. Látjuk azokat a területeket, amelyek hazánkban többévtizedes múlttal tekinthetnek vissza, mint például a kvantumelmélet és alkalmazásai vagy pedig a kristályok, félvezetők vizsgálata. Ezek a területeken kiváló tudósaink és a körülöttük kialakult tudományos iskolák fel-növekedett tagjai értékes munkával viszik tovább a kutatást. A hazánkban eddig — sokszor anyagi okok miatt — kevésbé művelt, de világszerte a tudományos érdeklődés központjában álló területeken is megindul a munka, amelyet a Magyar Tudományos Akadémia szervez és irányít Ötéves Tudományos Tervének keretében. Az egyetemi fizikai intézetek mellett egyre fontosabb szerep jut az ötéves terv által létrehívott kutatóintézeteknek. A magyar fizikusok jelentős része a Központi Fizikai Kutató Intézet különböző osztályain kizárólag tudományos munkának szenteli idejét. A Távközlési Kutató Intézet, Híradástechnikai Ipari Kutató Intézet és más ipari kutatóintézetek fizikusai a gyakorlat által felvetett problémákból kiindulva oldanak meg általános fizikai szempontból is érdekes feladatokat, egyszersmind közvetlenül biztosítják fizikusainknak az ipari gyakorlattal, ötéves tervünk nagy feladataival való állandó kapcsolatát.

A fizikai kutatás előmozdítását társadalmi téren az Eötvös Loránd Fizikai Társulat minden eszközzel szolgálni kívánta. Az utóbbi évek legtöbb tudományos eredménye először Társulatunk klubestjén, a pécsi és debreceni vándorgyűléseken került a nyilvánosság elé. A különböző intézetekben működő fizikusok hozzászólásai, a beszámolókat követő megbeszélések nem egy alkalommal hozzájárultak ahhoz, hogy a tudományos dolgozat végleges alakja már az esetleges eredeti hiányosságoktól mentesen, értékesebb tartalommal kerüljön nyomtatott formában a nyilvánosság elé. Hozzájárultak ahhoz is, hogy az egyik intézetben megkezdett vizsgálatokba más intézetek fizikusai is bekapcsolódjanak. Az idén az Eötvös Loránd Fizikai Társulat és a Magyar Tudományos Akadémia által közösen megrendezett I. Magyar Fizikus Kongresszus az utóbbi időszak legjelentősebb eredményeinek bemutatásán kívül megteremti a magyar fizikusok kapcsolatát a Szovjetunió és népi demokráciák tudósaival is. A modern fizika elvi kérdéseiről, a kvantummechanika közelítő módszereiről, a spektroszkópia, szilárd anyag vizsgálata és atommagfizika területéről elhangzandó előadások a Magyar Tudományos Akadémia Ötéves Tudományos Tervének súlyponti területein elért eredményekről számolnak be. Természetesen a Kongresszuson nem mutathatjuk be a magyar fizika összes eredményét, a kutatás egész területét. Tudatában vagyunk annak is, hogy jelen kiadványunkban a teljességet távolról sem sikerült elérnünk, de ha Társulatunk tagjai és a Fizikai Szemle olvasói előtt sikerült a Kongresszus által adott kepet kiegészítve egy összefoglaló áttekintést adni a magyar fizikai kutatásnak a felszabadulás óta elért eredményeiről, ezen keresztül a fejlődésről és jelenlegi helyzetéről, elértük célunkat.

A következőkben tárgykörök szerint összefoglalva ismertetjük az eredmények legnagyobb részét.*

*A kísérleti atomfizika és a spektroszkópia terén elért eredményekről technikai okok miatt következő számainkban fogunk összefoglalást közölni.

Relativitáselmélet és alkalmazásai

A relativitáselmélet a klasszikus (kvantumelmélet előtti) fizika utolsónak kifejlődött fejezete. *Albert Einsteinnek* a speciális relativitáselméletet megalapozó dolgozata 1905-ben jelent meg. Az ezt követő 15 év kutatásainak eredményeként kialakult a relativitáselmélet logikailag a klasszikus mechanikával és elektrodinamikával egyenértékű módon következetes és zárt, fizikailag azoknál teljesítőképesebb rendszere. Az, hogy a kutatókat ma is foglalkoztatják az elmélettel kapcsolatos problémák, három főokra vezethető vissza:

1. A relativitáselmélet alapvető kérdéseinek tisztázása közben, illetve közvetlen utána az időközben kialakult kvantumelmélet került a fizikai érdeklődés homlokterébe. E miatt a relativitáselméletben több részletkérdés tisztázatlan maradt. Ezek vizsgálatával most, a kvantumelmélet fejlődésének bizonyos mértékű lezáródása után ismét egyre több fizikus kezd foglalkozni.

2. A relativitáselmélet alapelvei és módszerei a legkülönbözőbb területeken felmerülő problémák vizsgálatánál gyakran hasznos útbaigazítást nyújthatnak. A relativitás elve, mely szerint a természeti törvényeknek bármely megfigyelő számára azonos alakban kell érvényesnek lenniök, nélkülözhetetlen támaszt jelent nemcsak az elemi részek elméletének folyamatban levő kidolgozásánál, hanem mint látni fogjuk, sok klasszikus probléma vizsgálatánál is. Ugyanez áll a relativisztikus variációs elvek alkalmazására.

3. A relativitáselmélet, mint ismeretes, a gravitációs erőter mibenlétének olyan mély megismerésére vezetett, amelynek lehetőségére azelőtt nem gondoltak. Az a célkitűzés, hogy hasonló geometriai értelmezést találjunk a többi erőter, elsősorban az elektromágneses tér számára is, az általános relativitáselmélet felállítása óta szakadatlanul foglalkoztatja a kutatókat.

Magyar kutatásokkal, magyar fizikusok eredményeivel mindhárom területen találkozhatunk. Hazánkban legelőször *Novobátzky Károly* kapcsolódott bele a relativitáselmélet területén világszerte folyó kutatásba. Őt, mint sok más kutatót, elsősorban az elektromágnesség és a tér geometriai szerkezetének összefüggése foglalkoztatta. A legutolsó három év eredményei arról számolnak be, hogy a relativitáselmélettel foglalkozó magyar fizikusok száma örömdetesen megnőtt. Tágult a kutatási terület is. Legelőször azokkal a munkákkal foglalkozunk, melyek a szoros értelemben vett relativitáselmélet egyes kérdéseinek tisztázását, idevágó vizsgálatok továbbfejlesztését tűzték ki célul.

*

A relativisztikus mechanika ismert módon a négykomponensű F_i erővektorral dolgozik. Az erővektor első három komponense lényegében azonos a Newton-féle klasszikus erőkomponensekkel. A negyedik F_4 komponens meghatározására

általános eljárásként szolgál az, hogy feltételezik a négyes munka zérus voltát:

$$\sum_{i=1}^4 F_i dx_i = 0,$$

és ebből az egyenletből F_4 -et, mint az F_1 , F_2 és F_3 Newton-féle erőkomponensekkel arányos kifejezések függvényét meghatározzák. Egy kvantummechanikában felmerült probléma kapcsán *Novobátzky Károly* [1] mutatott rá arra, hogy a fenti feltevés általában nem mindig tartható fenn. Az eddig kizárólag tárgyalt elektromágneses eredetű erőknél az egyenlet érvényes, más eseteknél azonban már nem áll fenn. Például (relativisztikus értelemben vett) konzervatív erőknél, ahol az erő skaláris potenciálból származtatható.

$$F_i = - \frac{\partial V}{\partial x_i},$$

már nyilván nem zérus a négyes munka, hanem a potenciál- dV megváltozásával egyenlő. (Ez a helyzet például a skaláris mezőterben mozgó részecskénél.) A felismerés a relativisztikus mechanika általánosítását tette szükségessé. Konzervatív erőterekben, mint azt *Novobátzky Károly* kimutatta, a nyugalmi tömeghez hozzájárul a részecske tartózkodási helyén érvényes potenciális energia tömeg-egyenértéke, ezért a nyugalmi tömeg a részecske mozgása során változik.

Egy másik, kinematikai jellegű probléma, mely a kutatókat több évtizede foglalkoztatja, a merev mozgás relativisztikus értelmezésének kérdése. *Max Born* adott a merev testre egy koordinátarendszertől független értelmezést, mely azonban túlságosan szűknek bizonyult. A klasszikus 6 szabadsági fokkal szemben a *Born* által értelmezett merev testnek csak 3 szabadsági foka van, nem hozható például forgásba. E miatt a hiányosság miatt a legutóbbi időkig ismételtelen tárgyalták a problémát. *Mátrai Tibor* [2] dolgozatában nem a *Laue* által kritizált merev test fogalmát vizsgálja, hanem tömegpontok merev mozgására ad olyan feltételeket, melyek 6 szabadsági fokot adnak. E szerint egy B pontot A -hoz merevítettnek mondunk, ha az A -val pillanatnyilag együttmozgó tehetetlenségi rendszerben mért AB távolság minden időben ugyanazt a meghatározott értéket veszi fel. Ez a feltétel relativisztikusan kovariáns egyenlet alakjában felírható és számos érdekes kérdés megvizsgálását teszi lehetővé. Így például a dolgozat rámutat arra, hogy általában nem lehet tetszőlegesen sok pontból álló merev rendszert felépíteni és nem lehet a fenti értelemben merevnek tekinthető állandó gyorsulású koordinátarendszert értelmezni.

Mint már említettük, a klasszikus mechanikában bevált variációs elvek erőterek esetében is

sikerrel alkalmazhatók egyes kérdések vizsgálatánál. A relativitáselmélet eredményeit alkalmazó módszer előnye, hogy csak egyetlen függvényt, az úgynevezett Lagrange-függvényt kell a megfelelő térelméleti problémánál megalkotni, ebből már mind a téregyenletek, mind az erőter energia-, energiaáram-, impulzus- és impulzusmomentum-kifejezéseit magában foglaló energia-impulzus-tenzor, mind pedig az erőter által a jelenlévő testekre kifejtett erő alakja egyértelműen következik.* Ezt az általános érvényű módszert alkalmazta *Novobátzky Károly* [3] a nyugvó és mozgó dielektrikumokra ható erő régóta húzódó problémájának vizsgálatánál. Sikert ért megalkotnia azt a Lagrange-függvényt, melyből a dielektrikumok elektrodinamikájának ismert téregyenletei és a térenergia-kifejezés adódik. A *Lagrange-függvényből* már egyértelműen képezhető volt az impulzust és más mennyiségeket, többek közt az elektromágneses tér által az izotróp dielektrikumokra kifejtett erőt meghatározó energia-impulzus-tenzor. A nyert kifejezés az *Abraham* által bevezetett tenzorral egyezett, ennek helyességét igazolta a *Minkowski-féle* tenzorral szemben. A kapott eredmények alapján a kvantumelmélet módszereit alkalmazva a dielektrikumokban haladó fénykvantumok sajátosságainak tanulmányozása is lehetővé vált.

Az *Abraham-féle* energiaimpulzus-tenzorból adódó ponderomotoros erő kifejezését más oldalról igazolták *Györgyi Géza* és *Marx György* számításai [4]. A fenomenológiai elektrodinamika módszereivel megvizsgálták a tér által a dielektrikumban kialakuló dipólusra kifejtett erőket és így *Abrahaméval* egyező eredményre jutottak.

Az anizotróp dielektrikumok relativisztikus elektrodinamikájának kiépítésével foglalkozik *Marx György* dolgozata [5]. A főprobléma itt az anyag polározhatóságát kifejező egyenletek relativisztikusan invariáns, mozgó kristályos dielektrikum esetén is érvényes alakban való felírása volt. Ennek ismeretében lehetővé vált a *Novobátzky Károly* által izotróp dielektrikumokra nyert eredmények anizotróp anyagra való általánosítása is.

Régóta húzódó és újabban ismét sok kutatót foglalkoztató probléma az elektromágneses tér által a permanens mágnesekre kifejtett erő kérdése. Az atomfizikai kutatások megerősítették azt a felfogást, hogy az elektromágneses tér létrehozói végső fokon egyrészt az elektromos töltések, másrészt a mágneses momentumok. A nyugvó és mozgó töltésekre ható erő pontos kifejezését a *Lorentz-féle* erőtvény alakjában ismerjük, a köráramokra vissza nem vezethető permanens mágnesekre vonatkozó differenciális erőtvény azonban mindmáig sok vita tárgyát képezte. Az általános relativitáselméletnek az energia-impul-

zus-tenzor megalkotására megadott módszerét használta fel *Marx György* e kérdés vizsgálatánál [6]. A *Lagrange-függvényből* képezett energia-impulzus-tenzor divergenciája megadta a nyugvó és mozgó mágneses erőtvényét.

Más szempontból vizsgálta meg *Horváth János* [7] a pontszerű mágneses dipólusokra elektromágneses térben ható erő problémáját. Egy *Weyl* által elektromos töltéseknél alkalmazott módszerrel jutott el a dipólusok mozgásegyenletéhez. A mozgásegyenletből leolvasható a mágneses dipólusra ható eredő transzlációs erő alakja. A külső elektromágneses tér által kifejtett eredő erő megegyezik az előző dolgozat számításának eredményével. *Horváth János* számításai azonban a győztes mágneses dipólus által emittált elektromágneses sugárzás visszahatásáról is számot adnak. Ezek az eredmények *Diracéival* együtt teljesen meghatározzák a töltéssel és mágneses momentummal rendelkező elektron sugárzási visszahatását relativisztikus sebességek esetében is.

A fenti példák mutatják az erőter és anyag dinamikai kölcsönhatásait meghatározó energia-impulzus-tenzor fontosságát. E tenzornak a le származtatása az általános relativitáselmélet keretén belül történik, ezért a számítás feltételezi az erőterre jellemző mennyiségeknek ismeretét nem-euklidesi térszerkezet mellett, ami gyakran nehézségekre vezet. 1940 óta folynak próbálkozások olyan irányban, hogy a tenzor konstrukciója euklidesi térben maradván is elvégezhető legyen. Az ezen a területen elért eredményeket általánosította *Marx György* [8]: eljárást adott meg magasabbrendű téregyenletek által leírt, környezettel kölcsönhatásban álló erőterek energia-impulzus-tenzorának megalkotására az euklidesi geometrián alapuló speciális relativitáselmélet keretei között.

*

Nem tartozik ugyan szorosan a relativitáselmélet területére, mégis itt emlékezzünk meg *Selényi Pál* két újabb dolgozatáól, mert azok az általános relativitáselmélet kialakulásához vezető kérdéskörrel foglalkoznak. Az első dolgozat a súlyos és tehetetlen tömeg összehasonlításának egyszerű lehetőségét veti fel [9]. Ha a vizen lebegő test tehetetlen tömege különbözne az (azonos súlyú) kiszorított vízmennyiség tehetetlen tömegétől, a Föld forgásából adódó centrifugális erő az úszó testet vagy a sarkok, vagy az egyenlítő felé hajtaná. Ezt a gondolatot felhasználva egyszerű eszközökkel kimutatható, hogy a súlyos és tehetetlen tömeg eltérése nem teheti ki a tömegek 1/100 000 részét sem. (Ez a pontosság túlszárnyalja *Bessell* ismert ingakísérletének pontosságát, *Eötvös Loránd* torziós ingával végzett méréseinek precizitását azonban nem éri el.)

A második dolgozat [10] a forgás következtében Földünkön fellépő tehetetlenségi erők kimutatására szolgáló eszközt ismerteti. A berendezés az *Eötvös*-hatás laboratóriumi kimutatását lehetővé tevő forgómérleg-kísérlet továbbfejlesztésének tekint-

* Az eljárás részleteit illetően lásd pl. *Novobátzky Károly* összefoglaló előadását, M. T. A. III. Oszt. Közl. I, 1. szám, 1951.

hető. Torziós szálon függő vízszintes rúd két végén két súlyt hord. Ha a nyugalmi helyzetben észak-déli irányban álló rudat vízszintes síkban torziós rezgésbe hozzuk, a kelet-nyugati irányban rezgő tömegek súlya az Eötvös-hatás folytán majd nagyobbá, majd kisebbé válik. Ez a két tömeget hordó rúd függőleges kilengéseit eredményezi. A lengések rezonancia-hatással fel erősíthetők.

A tehetetlenségi erőknek, gravitációknak és elektromágnességnek a kapcsolatát vizsgálta meg egy dolgozatában *Marx György* [11] mozgó tömegek által keltett gravitációs térben. Egyszerű példát ad meg a gyorsuló tömegek közelében észlelhető tehetetlenségi erőkre. Az eredmény megfelel annak az elképzelésnek, hogy a tehetetlenségi erőket a világegyetem nagy tömegei fejtik ki a hozzájuk képest gyorsuló (forgó) testekre. Hasonló jelenség lép fel az elektrodinamikában: forgó tömeg közelében elhelyezett nyugvó töltés szomszédos tömegek gravitációs terének hatására mágneses teret is kelt. Ez arra mutat rá, hogy már az általános relativitáselmélet eredeti megfogalmazása is a gravitáció és elektromágnesség szorosabb kapcsolatát fejezi ki, mint azt a nem-relativisztikus fizikában feltételeztük.

*

Az Akadémia és a Köznevelési Minisztérium Tankönyvkiadója jóvoltából megszűnt a magyar nyelvű fizikai szakkönyv-irodalom elmaradottsága, mely a relativitáselmélet területén is érezhető volt. Több népszerű vagy féltudományos, gyakran félreértéseket terjesztő írásmű foglalkozott már magyar nyelven a relativitáselmélettel, de nem volt olyan szakkönyv, mely tudományos alaposággal tárgyalta volna az elméletet. A hiányon csak részben segített *Novobátszky Károly* kis füzet, melyet a Mérnöki Továbbképző Intézet adott ki. Nagy nyereségnek tekinthető ezért a relativitáselmületről szóló egyetemi tankönyv megjelenése, melyet *Novobátszky Károly* [12] írt. A könyv bő tartalmával lényegesen túlmegy egy egyetemi előadás anyagának keretein. Egyes fejezeteiben olyan eredményekkel, tárgyalásmódokkal találkozhatunk, melyek külföldi tankönyvekben nem találhatók. Példának felhozható a relativisztikus mechanika kanonikus és Hamilton-Jacobi-egyenletének tárgyalása vagy a mozgó közegek elektrodinamikája, ahol az elektromos \mathbf{E} és \mathbf{D} vektorok, valamint a mágneses \mathbf{H} és \mathbf{B} vektorok közt fennálló összefüggések explicit alakjának felírása különösen leegyszerűsíti a problémákat.

*

A relativitáselmélet immár klasszikusnak tekinthető területén elért eredmények ismertetése után foglalkoznunk kell azokkal a kutatásokkal, melyek az elméletnek az *Albert Einstein* által 1905 és 1915 közt megadott kereteken túl való kiegészítését célozzák.

Ismeretes, hogy a gravitációs törvény azon

alakjának keresése, amely a relativitás elvével összhangban áll, a gravitációs erő és a tér-geometria közt fennálló közvetlen kapcsolat felismerésére vezetett. Az általános relativitáselmélet mutatott rá arra, hogy a gravitáció a tér euklideszi térszerkezetétől való eltéréseinek megnyilvánulása, a gravitációs potenciálok a tér görbületét megszabó metrikus tenzor komponenseivel azonosíthatók. A gravitációs erőter geometriai értelmezésének felismerése után felvetődik a gondolat, hogy a fizikában ismert többi erőternek, elsősorban az elektromágneses térnek nem adható-e hasonló mélyebbenjáró geometriai értelmezés. A fizikai jelenségek egységes geometriai értelmezésére való törekvés az általános relativitáselmélet felállítását követően kutatásra serkentette a fizikusokat. Az elemi részek problémáinak a fizikai érdeklődés előterébe való kerülése növelte a célkitűzés megvalósításának fontosságát.

A gravitációs potenciálok a Riemann-geometriával leírt tér metrikáját teljesen meghatározzák. Ahhoz, hogy a többi erőter geometriai interpretációja lehetségessé váljék, a geometriai lehetőségeket kell általánosítani. Az ilyenirányú vizsgálatok főleg két irányban folytak: vagy a metrikáról (megfigyelőtől független távolságmérés lehetőségéről) mondtak le, vagy a tér dimenziószámát növelték. Mindkét feltevés mesterkéltnek látszik, az ötödik dimenziót fizikai tartalommal kielégítő módon nem sikerült felruházn.

Novobátszky Károly régebbi kutatásait is a kellő fizikai tartalmat nélkülöző ötödik dimenzióknak az elméletből való kiküszöbölésére irányuló törekvés jellemezte. E célkitűzés eredményeképpen akadémiai székfoglaló előadásában [13] egy egységes térelméletet ismertetett, mely teljesen a négydimenziós (teret és időt egyesítő) geometriában írja le a jelenségeket. A tér görbületét a gravitáció szabja meg. Az elektromágneses tér geometriai hatása a vektorok önmagukkal párhuzamos eltolásakor észlelhető. A sebességvektornak saját irányában való párhuzamos eltolásakor lerajzolódó görbe szolgáltatja a részecske pályáját, mely a gravitáción kívül az elektromágneseshatásokról is számot ad.

Horváth János [14, 15] feltevése szerint a fizikai eseményeket hordozó tér a Finsler-geometria segítségével írható le. A Finsler-tér kis vonalelemekből építhető fel, mely vonalelemek minden pontban egy kitüntetett irányt adnak. Ez az irány az elmélet szerint az elektromágneses tér által kifejtett erőhatással áll kapcsolatban. A térben invariáns távolság is értelmezhető, az ezt meghatározó görbületi tenzor ad számot a gravitációról.

Egy újabb közleményében *Horváth János* [16] annak lehetőségét diszkutálja, hogy adható-e az elektromágneses térnek gravitációtól függetlenül geometriai értelmezés. Ez, mint első lépés, véleménye szerint elérhetőbbnek látszik, mint a gravitáció és elektromágnesség együttes geometriai interpretációjának pontos megtalálása.

Nem lehet tudni, hogy milyen lesz az egyenással kölcsönhatásban álló erőterek, elemi részek minden problémáját megoldó egységes elmélet. Azt azonban mondhatjuk, hogy újabb dimenziók bevezetésének elkerülése, valamint a metrika megőrzése reálisabb kiindulást biztosít a további kutatáshoz, mint a szakirodalomban olvasható sok egyéb hipotézis.

*

Nem a relativitáselmélet valamely részlet-problémájának tisztázását vagy az elmélet továbbfejlesztését, hanem az alapelvek kritikai vizsgálatát célozta Jánossy Lajos akadémiai székfoglaló előadása [17]. E szerint a speciális relativitáselméletnek azok az eredményei (és a megfelelő kísérletek), melyek levezetése mindössze a Lorentz-transzformáció képleteinek ismeretét tételezik fel, magyarázhatók a következő feltevessel: Létezik egy K_0 koordináta-rendszer, melyben a fény izotróp terjedést mutat. A szilárd testekben a K_0 -hoz képest való mozgás következtében bizonyos deformációk lépnek fel, melyek az anyagot összetartó erők elektromágneses eredetével magyarázhatók és amelyek a méterrudak hosszán kívül az órák járását is befolyásolják. Ez a felfogás a Lorentz-féle kontrakciós hipotézis továbbfejlesztésének tekinthető és dinamikai magyarázatát kívánja adni a Lorentz-transzformáció képletei által kifejezett mérőszám-megváltozásoknak. (Ezeket a speciális relativitáselmélet kinematikailag, mérési eljárások különbözőségével és a relativitás elvével magyarázza.)

Ha áttekintünk a relativitáselméletében magyar fizikusok által végzett kutatásokon, nem számolhatunk be bő anyagról. Kiemelkedő azonban a kutatások gazdag sokoldalúsága. A relativitáselmélet egyes kérdéseinek tisztázása mellett az elmélet által nyújtott módszereknek más területeken való eredményes felhasználása, de az elmélet kritikai tárgyalása és az eredeti keretekben túlnyúló jelenségekre való kiterjesztése is szerepel fizikusaink célkitűzései és eredményei között.

Marx György

Eötvös Loránd Egyetem Fizikai Intézete

IRODALOM

1. Novobátzky K. Annalen d. Physik, VI. 11, 285 (1953).
2. Mátrai T. Nature, megjelenés alatt.
3. Novobátzky K. Hung. Acta Phys. 1, No. 5. (1949).
4. Marx Gy.—Györgyi G. Acta Phys. Hung., megjelenés alatt.
5. Marx Gy. Acta Phys. Hung., megjelenés alatt.
6. Marx Gy. Acta Phys. Hung. 2, 67 (1952).
7. Horváth J. Acta Phys. Hung., megjelenés alatt.
8. Marx Gy. Acta Phys. Hung. 1, 209 (1951).
9. Selényi P. Acta Phys. Hung. 1, No. 5. (1949).
10. Selényi P. Acta Phys. Hung. 1, 75 (1951).
11. Marx Gy., doktori értekezés (1950).
12. Novobátzky K. A relativitás elmélete. Tankönyvkiadó. (1951).
13. Novobátzky K. Hung. Acta Phys. 1, No. 5. (1949).
14. Horváth J. Phys. Rev. 80, 901 (1950).
15. Horváth J.—Moór A. Z. Phys. 151, 544 (1952).
16. Horváth J. M. T. A. III. O. Közl., megjelenés alatt.
17. Jánossy L. Acta Phys. Hung. 1, 131 (1952).

Kvantumelmélet*

A századforduló az úgynevezett nem-klaszikus fizika kezdetét is jelentette. A természet törvényszerűségeinek vizsgálata során a kutatók egymásután bukkantak olyan jelenségekre, melyeket a klasszikus fizika területén belül nem tudtak megmagyarázni. Először a múlt század végén oly általánosan elfogadott maxwelli elektromágneses fényelmélet területén találkozunk ilyen jelenséggel. Az abszolút fekete test sugárzásának energiaeloszlását Planck egy új feltevessel tudta csak kielégítően magyarázni, nevezetesen azzal, hogy a fény emissziója és abszorpciója $h\nu$ nagyságú, véges adagokban, fénykvantumokban megy végbe. Ezzel Planck a kvantumelmélet hatalmas épületének első alapkövét tette le. Majd egész sor tapasztalat tett arról bizonyosságot, hogy a mikrorészecskék mozgását a klasszikus mechanika eszközeivel nem tudjuk leírni. A mikrovilág mozgástörvényeinek tárgyalására egy új mechanika felépítése kellett. Ezt az új, úgynevezett kvan-

tummechanikát 1925-ben egymástól függetlenül, majdnem egy időben Heisenberg és Schrödinger dolgozta ki és ezzel az elméleti fizikus olyan módszerhez jutott, mellyel biztos kézzel nyúlhatott az atomvilág jelenségeinek elméleti leírásához. A kvantumelmélet a fénykvantumok bevezetésével tette meg első lépéseit a fizika fejlődésének e fényes útján, azonban előbb mégis a kvantummechanika fejlődött ki és csak azután került sor az erőterek kvantumos szerkezetének vizsgálatára. A második kvantálással az elektromágneses tér energiájának kvantáltságát már magyarázni tudjuk és így a fénykvantum-hipotézist az elmélet alátámasztja.

Az utóbbi időben különösen sokat foglalkoznak a kvantumelmélet általános kérdéseivel mind a szovjet, mind a nyugati elméleti fizikusok. Ennek két oka van: 1. A kvantumelmélet kifejlődésének lezárásakor sor került az alapok axiomatikus szigorúságú vizsgálatára. Az elmélet továbbfejlődését ebben az irányban várják. 2. Az elemi részek tanulmányozása ma a kísérleti fizika

* A kvantumelmélet alkalmazásait 1. a következő részekben.

középpontjában áll. Ezek elmélete legsikeresebben az erőterek kvantumelméletével tárgyalható.

A kvantummechanika minden fizikai mennyiséghez axiómaszerűen operátort rendel és az operátor sajátértékeit az illető fizikai mennyiség lehetséges értékeivel azonosítja. A Schrödinger-féle, úgynevezett hullámmechanikában differenciáloperátorokat használunk, amelyeket a $\psi(x, y, z, t)$ hullámfüggvényre alkalmazunk. Azt, hogy egy pillanatban az illető fizikai mennyiség mérése melyik sajátértékre vezet, a $\psi(x, y, z, t)$ állapotfüggvény határozza meg, mely a Schrödinger által felállított dinamikai egyenletből számítható ki. A hullámfüggvény elfogadott értelmezése M. Born nevéhez fűződik. E szerint csak a $\psi(x, y, z, t)$ állapotfüggvénnyel képezett

$$\int \psi^* A \psi d\tau$$

középértéknek van jelentése, ahol A valamilyen operátort jelent. A kvantummechanika statisztikus elmélet. Mint minden statisztikában, itt is egyik fő feladat fizikai mennyiségek középértékének a képzése. A klasszikus statisztikában adva van egy statisztikai sokaság (pl. a mikrokanonikus vagy kanonikus) és erre épül fel a középérték képzése. Még senki sem vizsgálta meg, hogy milyen sokaság az, amelyen a kvantummechanikai közepelést végezzük. Novobátzky Károly [1] tűzte magának feladatul, hogy ezt a kvantummechanikai sokaságot megvizsgálja. Abból a felismerésből indult ki, hogy a Hamilton-Jakobi-féle parciális differenciálegyenlet karakterisztikus egyenletei egy sebességteret határoznak meg, ugyanis a tér minden pontjához a $v(x, y, z, t) = \frac{1}{m} S(x, y, z, t)$

sebességet rendelik. (m a részecske tömegét, S pedig a Hamilton-Jakobi egyenletben szereplő hatásfüggvényt jelenti.) Ha a teret ilyen sebességű tömegpontokkal sűrűn beszórvva gondoljuk, akkor egy pontsokaságot kapunk, melyre statisztika építhető. Sűrűség gyanánt a térfogategységben levő tömegpontok számát vesszük. Erre a kontinuitási egyenlet fennállását megköveteljük. Hogy a statisztika felépítése egyértelmű legyen, a Hamilton-Jakobi egyenletnek nem általános, hanem reguláris megoldását választjuk, mert az általános megoldás határozatlan állandókat tartalmaz, amelyek megválasztása szerint a statisztika más és más lehet. Mivel a klasszikus mozgásegyenlet nem biztosít reguláris megoldásokat, általánosításokra van szükség. Az általánosítást Novobátzky Károly a mechanikán belül valósítja meg oly módon, hogy a mozgásegyenletek most is klasszikus mozgást írnak le. A

$$\psi = \sqrt{q} e^{\frac{i}{\hbar} S}$$

függvény bevezetésével a kontinuitási egyenlet és a Hamilton-Jakobi egyenlet egy egyenletbe foglalható és ez éppen a hullámmechanikai Schrödinger-egyenlet. (q a részecskesűrűséget

jelenti.) A Schrödinger-egyenlet tehát egy, a ψ -vel jellemzett klasszikus sokaság mozgását írja le. A $\psi^* \psi$ kifejezés statisztikus interpretációja most evidens folyománya a tárgyalásmódnak és nem kell külön axiómaként behozni. (Mint tudjuk $\psi^* \psi$ a részecske megtalálási valószínűsősűrűségét jelenti.) A Schrödinger-egyenlet lineáris és homogén volta megengedi, hogy erre a reguláris sokaságra egy operátorstatisztikát építsünk fel. Az operátorközép mindaddig megegyezik a klasszikus középkel, amíg impulzusnégyzet nem szerepel, eltérés csak ekkor mutatkozik. Novobátzky Károlynak ily módon sikerült a kvantummechanika klasszikus és az azon túlmenő részét szétválasztani. A Schrödinger-egyenlet és összes következményei klasszikusan értelmezhetők, de az operátorstatisztika már nem. (Pl. a Heisenberg-féle határozatlansági-reláció nem vezethető le klasszikus elvekből.)

Novobátzky Károly egy másik dolgozatában [2] a relativisztikus Hamilton-Jakobi-egyenlet hatásfüggvénye által meghatározott sokaságot veszi statisztika alapjául. A mechanikán belüli általánosítással itt is elérhető, hogy a sokaság reguláris legyen. A megfelelő két egyenlet egybefoglalása a Schrödinger-Gordon-egyenletet szolgáltatja. A Schrödinger-Gordon-egyenlet másodrendű volta lehetőséget ad arra, hogy egy adott időpontban a hullámfüggvényt és annak időszerinti differenciálhányadosát tetszőlegesen válasszuk. Ezek alkalmas megválasztásával elérhető, hogy a sűrűség negatív legyen. Ebből Pauli és Weisskopf arra következtettek, hogy a Schrödinger-Gordon-egyenlet nem alkalmas egy tömegpont kvantummechanikai állapotváltozásának leírására. Novobátzky Károlynak sikerült kimutatnia, hogy a

sűrűség akkor lesz negatív, ha a $\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ ki-

fejezésnek negatív előjelet tulajdonítunk. Ezt pedig a speciális relativitás elmélete kizárja. A Schrödinger-Gordon-egyenlet tehát egy részecskének az itt kifejtett (statisztikus értelemben vett) mozgását írja le, csak a kezdeti feltételeket úgy kell megválasztani, hogy a sűrűség pozitív legyen.

A kvantummechanika elvi kérdéseit valószínűségszámítási fogalmak továbbépítésén keresztül vizsgálja Fényes Imre két dolgozatában. [3], [4]. A Markov-folyamatokra vonatkozó vizsgálatai során arra az eredményre jut, hogy a Markov-folyamatokhoz is lehet egy valószínűségi amplitudo-függvényt rendelni és ezeknél a folyamatoknál is fennáll egy, a Heisenberg-relációhoz hasonló határozatlansági-reláció. Kimutatja hogy a Markov-folyamatokra általánosított Fokker-téle egyenlet speciális esetben a hullámmechanika kontinuitási egyenletével azonos, továbbá számításai szerint a Heisenberg-féle határozatlansági-reláció a Markov-folyamatok megfelelő relációjának egy speciális eseteként adódik. Fényes Imre ebből arra következtet, hogy a kvantummechanika is bizonyos speciális Markov-folyamatok törvény-

szerűségeit írja le, tehát a Born-féle valószínűségi értelmezés lényegében helyes. Az elfogadott eredményeken még túl is megy annyiban, hogy szerinte a Heisenberg-féle határozatlansági reláció kizárólag a statisztikus tárgyalásmód következménye és fennállásából nem következik, hogy egyidejűleg egy részecske helykoordinátája és impulzusa nem mérhető tetszőleges pontossággal.

Még egy dolgot említek meg ebben a csoportban és ez a Schrödinger-féle dinamikai egyenletnek a kvantumelmélet módszereiből következő levezetése, mely *Novobátsky Károly* nevéhez fűződik [5]. A kvantummechanika a kanonikusan konjugált mennyiségekhez a szorzás- ill. a megfelelő differenciáloperátort rendeli. A kanonikusan konjugált mennyiségeket a variációszámítás határformulája adja egyértelműen. Az

$$I = \int_{t_1}^{t_2} L dt$$

kifejezés variációját képezzük úgy, hogy a határokat is variáljuk. (L a Lagrange-függvényt jelenti.) Ebben az esetben $\delta I \neq 0$, hanem $-H dt + p_1 dq_1 + p_2 dq_2 + \dots$ (H a Hamilton függvény.) Kanonikusan konjugált mennyiségeknek a megfelelő együtthatókat tekintjük, az időhöz tehát a $-H$ -t, q_1 -hez a p_1 -et stb. Ezekután a következő operátor-hozzárendelést tesszük

$$t \rightarrow t.; \quad -H \rightarrow \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial t}; \quad q_i \rightarrow q_i.; \quad p_i \rightarrow \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial q_i}$$

Igen ám, de H a koordinátákból és impulzusokból felépíthető, tehát H -hoz két operátort rendelünk. Ez azt jelenti, hogy csak olyan ψ függvényeknek van fizikai értelmük, amelyekre a

$$-\frac{\hbar}{i} \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi$$

egyenlet fennáll. Ez pedig éppen a dinamikai egyenlet. (H a koordinátákból és impulzusokból felépített Hamilton-operátor.)

*

Az erőterek kvantumelmélete a modern fizikának ma legalább annyira fontos fejezete, mint a tömegpont kvantummechanikája. A kísérleti fizikust is érdeklő elektromágneses sugárzásra vonatkozó kvantumelméleti kérdéseket csak az erőterek kvantumelmélete tudta kielégítő módon megmagyarázni. A második kvantálás nemcsak az elektromágneses tér fontos kérdéseit oldotta meg sikerrel, hanem más hullámterek kvantálásánál is szép és gazdag eredményeket adott. Elég csak a magerők mezonelméletére gondolni, mely nemcsak kvalitatíve, hanem kvantitatíve is számot tud adni egyes elemi részek sajátosságairól és a magfizika több fontos jelenségéről. Erőterek tervszerű kvantálása a Pauli és Heisenberg által épített módon történik, melynél első feladat a klasszikus erőter Lagrange-függvényének a meg-

alkotása. Ebből mind a téregyenleteket, mind az energia-impulzus-tenzor kifejezését egyértelműen megkaphatjuk. Az energia-impulzus-tenzor birtokában pedig a tér fontosabb fizikai mennyiségeit (mint pl. energia, impulzus, impulzusmomentum, a térben lévő különböző részecskékre a tér által kifejtett ponderomotoros erő) kiszámíthatjuk. A Lagrange-függvényből a kanonikus termennyiségek egyszerűen adódnak és azután a kvantálás már könnyen megy, mert egyszerűen ezen mennyiségekhez operátorokat rendelünk oly módon, hogy a csererelációk fennálljanak.

A számos eredmény mellett itt is vannak még tisztázatlan kérdések, sőt több komoly nehézség is. Ilyen pl. az, hogy a pontszerűnek tekintett töltött elemi részek elektromágneses saját energiája végtelen nagynak adódik. A problémákon próbáltak segíteni magasabbrendű téregyenletek használatával. Az alább ismertetendő *Szamosi Géza* és *Marx György* dolgozata azt vizsgálja, hogy ezek alkalmazásától mi várható. Ezek módszereit fejlesztik ki egyes irányokban.

Szamosi Géza egyik dolgozatában [6] a magasabbrendű téregyenletekkel leírt erőterek kvantálásának alapjául szolgáló kanonikus módszert építi ki. A termennyiségekhez kanonikusan konjugált impulzusokat sikerül a Lagrange-függvény segítségével megadni. Ezután a kvantálás már egyszerűen elvégezhető, a termennyiségekhez rendelt operátorokra Bose-statisztikát követő részecskék esetén a kommutátor-, Fermi-Dirac statisztikájú részek esetén pedig az antikommütátor-relációk fennállását kell megkövetelni.

Egy későbbi dolgozatában [7] *Szamosi Géza* egy módszert ismertet, mellyel magasabbrendű téregyenleteket alacsonyabbrendűekké lehet redukálni. Az eljárás lényege az, hogy új kanonikus változók bevezetésével a Lagrange függvény egyetlen alacsonyabbrendűvé tehető, de ezáltal a téregyenletek száma megnő. Ez az eljárás folytatható addig, amíg időben elsőrendű Lagrange-függvényhez nem jutunk és akkor ebből már a megszokott másodrendű téregyenletek adódnak.

Új, általános eredményekkel gazdagította a modern fizika e szép fejezetét *Marx Györgynek* egy dolgozata. [8] Felhasználva a magasabbrendű téregyenletekkel leírt erőterek energia-impulzus tenzorának kiszámítására szolgáló módszert, kimutatja, hogy az erőterek impulzusmomentumoperátora a tömegpont kvantummechanikájában megismert impulzusmomentumoperátorral sok közös vonást mutat. Többek között mindkettő ugyanazokat a csererelációkat elégíti ki és mindkettő egyértelműen felbontható pályaimpulzusmomentumra és spin-momentumra.

Ugyancsak az erőterek kvantumelméletébe tartozó kérdéssel foglalkozik *Károlyházy Frigyes* dolgozata. [9] Arra vonatkozóan végez vizsgálatakat, miképpen tud két fényforrás vagy rádióadó egymással interferálni. Azt az érdekes eredményt adják számításai, hogy két különböző hullámforrás által kisugárzott fotonok, ha nincs köztük

fáziskülönbség, interferálnak egymással. Ezáltal a fotonnal kapcsolatos elvi problémák tisztázásához kvantumelektrodinamikai úton nyújt segítséget. (Az eredmény rádiótechnikai mérés ellenőrizhetőnek látszik.)

*

A kvantumelmélet kiépítése óta a fizikai kutatás eredményei közül a legfigyelemreméltóbbnak az elemi-részek nagyszámú felfedezése és azok nagy átalakulási készségének felismerése mondható. A modern fizika kísérleti kutatásai főleg erre a területre vonatkoznak és eredményekben túlszárnyalták az elméletet. Bár végleges elmélet az elemi részek kölcsönhatásai és az azzal kapcsolatos egymásbavaló átalakulásukat illetően még nem alakult ki, ezen a területen elért elméleti eredmények mégis gazdagnak mondhatók. A szinte áttekinthetetlennek látszó kísérleti anyag elméleti feldolgozásánál általános érvényű fizikai törvényszerűségek figyelembevétele nagy segítséget jelent. Ilyen nagyjelentőségű törvényszerűségeknek tekinthetők az energia, impulzus, impulzusmomentum, elektromos töltés, nukleontöltés megmaradását kifejező tételek. *Marx György* az elemi részek stabilitásának és egymásbavaló átalakulásának lehetőségét ezen megmaradási tételeken keresztül vizsgálja egy legújabb dolgozatában. [10] Vizsgálatai során arra a következtetésre jut, hogy ha még egy újabb megmaradási tételt bevezetünk, az eddig érthetetlen reakciótípusok lehetőségét is értelmezni tudjuk. Feltételezi, hogy a feles spinű részek (fermionok) esetleges elektromos és mezon-töltésükön kívül még egy ú. n. fermion-töltéssel is rendelkeznek, amely a köztük létesülő, pl. β -bomlásnál megfigyelhető kölcsönhatás erősségét meghatározza. Erre a fermion-töltésre tételez fel egy újabb megmaradási tételt. Ennek segítségével nemcsak az elemi részek kölcsönhatásaira vonatkozóan rendelkezünk kielégítő ismeretekkel, hanem a kölcsönhatás erősségét megszabó csatolási-állandók azonossága is magyarázatot nyert.

Egy másik dolgozatában [11] *Marx György* abból a felismerésből indul ki, hogy az első kvantálás valós állapotfüggvényekre nem alkalmazható, mert ekkor többek között sem az energia, sem az impulzus valamely komponensének sajátérték-egyenlete:

$$-\frac{\hbar}{i} \frac{\partial \psi}{\partial t} = E \psi \quad ; \quad \frac{\hbar}{i} \frac{\partial \psi}{\partial x} = \lambda \psi$$

nem állhat fenn, ugyanis a baloldal imaginárius, a jobboldal pedig valós lenne. Vizsgálataiból arra a következtetésre jut, hogy valós állapotfüggvényekre csak a második kvantálás alkalmazható, de az annak eredményeként adódó kvantumokat nem kell szükségképpen részecskének tekinteni. A fotont pl., melynek állapota valós függvényekkel van leírva, (elektromágneses potenciálok) nem tekinti korpuszkulának. (A kvantumelektrodinamika nem is írja elő, csupán annyit mond róla, hogy az elektromágneses tér energiakvantuma).

Hasonló elképzelése van a többi reális terek kvantumairól is (mint pl. semleges mezonok, neutrínók stb.).

Az elektromágneses tér energiaeloszlására vonatkozó Planck-féle sugárzási törvényt a Bose statisztika alapján könnyen levezethetjük, ha a fotonok lehetséges állapotainak számát kettes statisztikus súlyfaktorial szorozzuk. Ezt általában az elektromágneses sugárzás kétféle polarizációs állapotával magyarázzák. Kíváncsú lenne azonban, ugyanúgy, mint pl. az elektronoknál, a lehetséges állapotok megkétszereződését a foton spinjével kapcsolatba hozni. A foton spinje \hbar , így a külső térhez viszonyítva, háromféleképpen állhat be: egy adott irányra való vetülete \hbar , 0 , $-\hbar$ lehet. Eszerint viszont a súlyfaktornak háromnak kellene lenni. *Marx György* végzett ezzel kapcsolatban számításokat. [12] A foton spinjének operatorát sikerül megállapítania és ezután megvizsgálja, hogy ezen operátor nulla sajátértékéhez, az elektromágneses tér milyen állapota tartozik. Eredményül az adódik, hogy a nulla spinsajátérték egy statikus elektromágneses térnek felel meg és így ehhez fotont egyáltalán nem is lehet rendelni. Ezáltal a fenti kérdésre a második kvantálás nélkül is sikerült kielégítő feleletet találni.

Komjáthy Aladár két dolgozatban [13], [14] foglalkozik a foton és a de Broglie hullámok bizonyos sajátágaival. Kimutatja, hogy a de Broglie hullámokra vonatkozó kifejezések $m_0 \rightarrow 0$, $v \rightarrow c$ (m_0 a részecske tömegét, v pedig sebességet jelenti) határátmenetnél az elektromágneses hullámok megfelelő kifejezésébe mennek át. Ebből a kétfajta hullám bizonyos hasonlatosságára következtet.

*

A kvantumelmélet eredményeinek a klasszikus felfogáshoz közelálló magyarázatát kívánja adni *Jánossy Lajos* [15]. Az állapotfüggvény statisztikus értelmezésével szemben, annak fizikai realitást tulajdonít. Az elektront kiterjedt hullámnak tekinti, azonban a mikrovilág atomizmusáról mégsem mond le teljesen. Az elektron szerinte is korpuszkuláris szerkezettel rendelkezik, amikor a mérőberendezéssel kölcsönhatásba lép. A kölcsönhatás a kiterjedt elektront a tér egy helyére összehúzza és így az elektron teljes egészében abszorbeálódik. A hullám-részecske dualizmusnak egy majdnem klasszikus modellben való egyesítéséről van itt szó. Teljesen hasonló modellizálását adja a fotonnak is. Ez az összehúzó hatás természetesen hoz magával két új problémát. Szükségszerűen megköveteli a fénysebességnél nagyobb sebesség létezését. *Jánossy Lajos* ennek lehetősége mellett foglal állást. (A relativitáselmélet alapjainak kritikai vizsgálata során a Lorentz-transzformációnak olyan értelmezést ad, mely a fénynél nagyobb sebességgel terjedő hatások létezését megengedi.) Ezt az összehúzó hatást kíváncsú lenne kvantitativ is értelmezni. Erről a Schrödinger egyenlet, mint tudjuk, semmit sem mond, sőt a részecske szét-

folyásáról ad számot. *Jánossy Lajosnak* erre vonatkozóan az az elgondolása, hogy a Schrödinger egyenletet egy nem-lineáris taggal módosítani kell, ami a részecske összehúzódását eredményezheti. Ezt egy példán részletesen meg is vizsgálja. [16].

A kvantumelmélet általános és elvi kérdéseivel foglalkozó magyar fizikusok munkáján végigtekintve, örömmel állapíthatjuk meg, hogy a fizika továbbépítésénél több új probléma megoldásával szép és eredményes munkát végeztek.

Nagy Károly

Eötvös Lóránd Egyetem Fizikai Intézete

IRODALOM

1. *Novobátzky K.* Annalen d. Physik. VI. 9, 406.
2. *Novobátzky K.* Annalen d. Physik. VI. 11, 285 (1953).

3. *Fényes I. Z.* Physik. 132, 81 (1952).
4. *Fényes I.* Naturwiss. 39, 586 (1952).
5. *Novobátzky K. M. T. A.* III. Oszt. Közlemé-
nyei, 1, (1951).
6. *Szamosi G.* Hung. Acta Phys. 1, No 6. 27
(1949).
7. *Szamosi G.* Acta Phys. Hung. 2, 85 (1952).
8. *Marx Gy.* Acta Phys. Hung. 1, 209 (1952).
9. *Károlyházy F.* Acta Phys. Hung. (Megjele-
nőben).
10. *Marx Gy.* Acta Phys. Hung. 3, 55 (1953).
11. *Marx Gy.* Acta Phys. Hung. 1, 104 (1952).
12. *Marx Gy.* Hung. Acta Phys. 1, No 6. (1949).
13. *Komjáthy A.* Hung. Acta Phys. 1, No 3. (1947).
14. *Komjáthy A.* Hung. Acta Phys. 1, No 6. (1949).
15. *Jánossy L.* Acta Phys. Hung. 1, 423 (1952).
16. *Jánossy L.* Acta Phys. Hung. 2, 171 (1952).

Elektronika

Az elektronika területén fizikusok részéről kutatómunka a felszabadulás előtt jóformán csak az Egyesült Izzó Kutató Laboratóriumában folyt. Természetesen a felszabadulás után is itt indulhatott meg először. A vizsgálatok két fő irányra oszlottak. Egyrészt a szorosan vett elektronfizikai kutatások indultak el nagy intenzitással, másrészt elektronikus mérőműszerek területén a háború alatti lemaradást kellett minél előbb bepótolni. Az elektronfizikai kutatások egy része a termikus emisszió területén folyt és a kommersziális elektroncsövek izzókatódáinak jobb hatásfokára irányult. — Egy másik kutatási terület a szekundér elektronemisszióra, az ezen alapuló elektronsokszorozóra és ennek atomi részecskék számlálása terén való alkalmazására vonatkozott. Az elektronsokszorozót magának a szekundéremisszió mechanizmusának a vizsgálata is lehet használni, erre vonatkozó elvi megfontolások kidolgozása megtörtént. [1] Az ilyen irányú vizsgálatok megvalósításához szükség van az elektronsokszorozó adta lökések amplitúdó spektrumának a felvételére. E-re a célra dolgozott ki eljárást *Dallos András*. [2] Az elektronsokszorozónak részecskeszámlálás céljára való felhasználása terén a hazai készítésű elektronsokszorozók jól beváltak, mint ultraibolyafotonszámlálók. A lefolytatott vizsgálat az elektronsokszorozó kvantumhatásfokát [3] alacsonynak találta.

A berendezés ennek ellenére igen jól használható igen kis intenzitások mérésére, mert az elektronsokszorozónak rendkívül alacsony a mellékeffektusa. [4] Elektronsokszorozóinknak röntgensugár intenzitás mérésére való felhasználása is igen előnyös és pl. kristálystruktúra-analízis végzésekor célszerűen alkalmazható. [5]

Kis intenzitású, de nagy keresztmetszetű nyalábok intenzitásának mérésére elkészült egy

nagy katódfelületű elektronsokszorozó típus. [6] Folytak vizsgálatok kommersziálisan kapható látható fényre érzékeny elektronsokszorozók alkalmazására vonatkozóan is. Elsők között meg kell említeni azt a spektrográfot, amellyel fluoreszcens porok fényét vizsgálják és regisztráló szervül elektronsokszorozót használnak. [7] Kidolgozásra került egy igen kicsiny fényáramok mérésére alkalmas berendezés, amely a Szabadsághegyi Csillagvizsgálóban jól beválik. [8] A kommersziálisan kapható elektronsokszorozó felhasználási területén egy újfajta koincidencia-berendezés is született, amely egyszerű, minden laboratórium-ban ugyanis meglevő berendezésekből állítható elő és 10^{-7} — 10^{-8} sec felbontást ad. [9] Igen jelentős segédeszköznek bizonyult az elektronsokszorozóval kifejlesztett egyéb elektronikus mérőberendezés is, melyet a laboratóriumban folyó luminiscencia-kutatásoknál alkalmaztak. [10]

Megélénkült az elektronika terén folyó kutatómunka az egyetemen is. Így tömegspektrográfia céljára szolgáló energia-homogén ionforrást dolgozott ki *Cornides István*. [11]

1950-ben elkezdett munkával sikerült kidolgozni atommagok mágneses nyomtatékának rádiófrekvenciás rezonancia abszorpciós módszerével való mérését, éspedig az irodalom szerint csak kvalitatív indikálásra való módszert sikerült kvantitatívra tenni. Másfelől az egész módszer mágneses erőterek igen nagy pontossággal való mérésére is felhasználható. [12] A berendezés a múlt évi Akadémiai Műszerkiállításon látható is volt. E vizsgálatoknak mellékeredményeként született igen egyszerű Q-mérő és egy szuperheterodin elven alapuló különlegesen szelektív erősítő, melyet Fourier analízisre is lehet használni.

Selényi Pál professzor munkái folytatását képezik a szelén egyenirányítók terén korábban végzett úttörő és szinte klasszikussá váló vizsgálatainak. Így a higanygóznak a szelén egyenirányítókra való hatása és a szelén egyenirányító tárcsák mechanikus deformációra bekövetkező jelenségek tisztázása a vizsgálatok legutóbbi eredményei. [13] Selényitől származik ugyancsak az a gondolat, hogy elektronsugarak nyomának rögzítésére az általuk szigetelőanyagon visszahagyott töltést használja fel. Ezt a már régebben javasolt, elektrográfianak nevezett módszert most elektronmikroszkópi képek felvételére is kidolgozta. [14]

Alapvető fontosságú elektronfizikai jelenséggel foglalkozik az elektromos szélkerékről szóló dolgozatában, [15] mely szorosan összefügg az elektronok tehetetlen tömegére vonatkozó korábbi vizsgálataival.

A felszabadulás utáni években természetesen a magyar fizika területén nagyszabású kutatómunka indult meg. A tudományos munka megbecsülése számos kutató intézet létrehozását eredményezte. A különböző laboratóriumok a legkülönbözőbb célú mérésekre számos elektronikus berendezést fejlesztettek ki. A legnagyobb kutatóintézetünknek, a Központi Fizikai Kutató Intézetnek Spektroszkópiai osztályán több elektronikus vezérlésű ivgerjesztő berendezést dolgoztak ki, amely a szükséges ívek sajátságait messze a megkövetelt pontosság fölött rögzíti. [16]

A Kozmikus Sugárzási Osztályon folyó munkának nélkülözhetetlen segédeszközei a különféle részecskeszámláló egységek, lökesszámlaosztók, különböző felbontóképességű kettős és többszörös koincidencia és antikoincidencia berendezések, impulzus alakot vizsgáló vezérelt eltérítésű generátorok. Ilyen típusú készülékeket nagyobb számban fejlesztettek ki az osztály kutatói. [17]

A Spektroszkópiai Osztályhoz tartozó Ultrahang Csoport kidolgozta az első hazai ultrahang adóberendezéseket és az ultrahang-intenzitás

mérésére közvetlen mechanikus mérőmódszert fejlesztettek ki.

Az elektronikus mérőkészülékek terén folyó kutatásokkal a fizikus és a konstruktőr mérnök munkája közti határ elmosódik és főleg a távolabbi célkitűzésben van köztük különbség. Azokra a kutatásokra, amelyek elektronikus mérőműszerek ipari tömeggyártásban való előállítására vonatkoznak, még olyan vázlatosan sem térhetünk ki, mint az eddigiekben tettük. Csupán megemlítjük, hogy elektronikus mérőkészüléket gyártó ipari létrehozása érdekében széleskörű és magas színvonalú kutatómunka indult a felszabadulás után az Egyesült Izzóban és az Orion Gyárban, amely később a Műszeripari Kutatóintézetben folytatódott és folyik.

Faragó Péter és Pócza Jenő

Eötvös Loránd Egyetem Fizikai Intézete

IRODALOM

1. Faragó P.—Takács L. Acta Phys. Hung. 1, 43, (1948).
2. Dallos A. Acta Phys. Hung. 1, 56, (1952).
3. Pócza J. Publikálatlan dolgozat.
4. Faragó P. Acta Phys. Hung. 1, 9, (1948).
5. Papp Gy., Sasvári K. J. Appl. Phys. 19, 1182, (1948).
6. Faragó P. Nature, 161, 60, (1948).
7. Szigeti Gy., Nagy E. Műegyetemi Közlemények, 1948.
8. Faragó P., Pócza J. Műegyetemi Közlemények, 1948.
9. Pócza J., Faragó P. J. Sci. Instr., 25, 399, (1948).
10. Valkó I. P., Gergely Gy. Acta Phys. Hung. 2, 261, (1952).
11. Cornides I. Fizikai Szemle 2, 1952,
12. Faragó P., Gécs M., Mertz J. MTA III. o. közl. s. a.
13. Selényi P. MTA. III. o. közl. 2, 51, (1952); Proc. Phys. Soc. B, 65, 552, (1952); Proc. Phys. Soc., B, 65, 161, (1952).
14. Selényi P. MTA. III. o. közl., 2, 185, (1952).
15. Selényi P. Zeitschr. f. Phys. 130, 124, (1951).
16. Bardócz Á. Műegyet. Közl. 1, 1. és 3, 1, (1948); Acta Phys. Hung. 1, 247, (1952).
17. Fenyves E., Haiman O. MTA. III. O. Közl. s. a. Eötvös Loránd Egyetem Fizikai Intézete

Kozmikus sugárzás

A felszabadulás előtt a Budapesti Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Intézetében folytak kozmikus sugárzási kutatások.

A felszabadulás után az első feladat ennek a kozmikus sugárzást kutató laboratóriumnak a megindítása volt. Az első időben a kutatásokhoz szükséges kísérleti berendezések megépítése folyt. A szerény lehetőségek következtében a kísérleti technika a Geiger—Müller-csőves koincidenčia-berendezésekre szorítkozott. A laboratórium meg lehetőségen szűk keretek között dolgozott, így pl. 1949-ben az egész kutató személyzet két fizikusból és egy műszerészből állott, akiknek ezen kívül még egyetemi elfoglaltságuk is volt.

A kutatások iránya kettős volt, egyrészt a kísérleti technika fejlesztése, másrészt a kozmikus sugárzás vizsgálata a Kísérleti Fizikai Intézetben lévő torony-laboratóriumban és a tatai bányában. A toronylaboratóriumban végzett kísérletek a tengerszínen észlelhető kozmikus sugárzás ólomban mért abszorpciójával foglalkoztak. [1]

A bányában végzett mérések azt a kérdést tisztázták, hogy a nagy mélységben észlelhető kozmikus sugárzási részecskék hasonló természetűek, mint a tengerszínen észlelhető részecskék, tehát főleg mezonokból állanak. [2] A nagy mélységben végzett abszorpciómérések egyezésben álltak azzal a feltevessel, hogy ezek a mezonok az atmoszférában keletkeztek és a bányaszelvény felett levő egész földrétegen keresztülhatolva jutottak le a bányába.

1950-ben döntően megváltozott a kozmikus sugárzás kutatása Magyarországon. Hazaérkezett *Jánossy Lajos* professzor és széles perspektívájú kutatási programot adott, amely főleg a kiterjedt záporok kutatására irányult. [3] A kiterjedt záporokat létrehozó részecskék energiája általában 10^{15} — 10^{17} eV nagyságú. Ezeknek a rendkívül nagy energiáknak a vizsgálata igen nagy jelentőségű, mivel újszerű magfolyamatok és esetleg új elemi-részecskék felfedezését remélhetjük ezen jelenségek beható vizsgálata révén. Ugyancsak remény van arra, hogy ezen extrém nagy energiák vizsgálata olyan adatokkal fogja gazdagítani az atommagokra vonatkozó, jelenleg rendelkezésre álló ismereteinket, amelyek lehetővé fogják tenni a magokra vonatkozó elméletek továbbfejlesztését is.

Jánossy a kiterjedt záporokkal kapcsolatban a következő három problémát tartja legfontosabbnak. Először a kiterjedt záporokban végbemenő nukleon-elektron-foton kaszkád elméleti kidolgozását. Másodszor a kiterjedt záporokban lévő áthatoló és nem áthatoló részecskék sűrűség spektrumai közötti összefüggések tisztázását, harmadszor pedig a záporokban előforduló részecskék természetének a megállapítását.

Népi demokráciánk gondoskodása következtében kibővültek a kutatás számára rendelkezésre álló anyagi lehetőségek is. A kozmikus sugárzás kutatására a Központi Fizikai Kutató Intézetben egy osztály alakult, amely 1951 őszén felköltözött új épületébe a Csillebércre. A kutatás most is a kísérleti technika kifejlesztésével indult meg. Az első munkák a Geiger—Müller-csővek kisülési mechanizmusával és a GM-csővekhez kapcsolódó elektronikus berendezésekkel foglalkoztak. [4] Sikerült kidolgozni egy egyszerű, multi-vibrátoros kapcsolást, amellyel a Geiger—Müller-csővek úgynevezett holt ideje jelentős mértékben csökkenthető. A holt idő alatt azt az időtartamot értjük, ameddig a GM-cső egy kisülés után nem képes további részecskéket regisztrálni. Ugyancsak ezzel kapcsolatban további eredmények adódtak a GM-cső kisüléseinek a szál mentén való továbbterjedésére vonatkozóan is.

Központi kérdés volt a kozmikus sugárzás mérésére szolgáló GM-csővek félüzemi gyártásának megoldása. A tervezett mérésekhez és különösen a kiterjedt záporok méréséhez igen nagy számú GM-csőre van szükség. Ez a kérdés ma már megoldottnak tekinthető. Ezen nagyszámú GM-cső gyors és megbízható kimérése egy *Jánossy* és *Rochester* által régebben kidolgozott módszerrel történik. [5] A GM-csővek kimérése lényegileg a megszólalási valószínűség megméréseiből áll, ami egy antikoincidenčia-berendezés segítségével történik.

A KFKI Kozmikus Sugárzási Osztályán levő elektronikus csoport a kiterjedt záporok mérésére szolgáló elektronikus berendezések tervezésével és építésével foglalkozik. Kísérleti stádiumban van egy ú.n. hodoszkóp építése, amely alkalmas arra, hogy nagyszámú párhuzamosan kapcsolt GM-csővekből álló berendezés koincidenciái alkalmával regisztrálja azt, hogy az egyes GM-csővek közül melyiken halad át részecske és melyiken nem. Ez a berendezés mintegy fényképezni tudja a záporokat és igen nagy jelentősége van a záporok sűrűségének meghatározásánál.

A kiterjedt záporok mérése jelenleg egy egyszerűbb koincidenčia berendezéssel folyik és a koincidenciák számának a GM-csővek felületének nagyságától való függését méri ki, amely összefüggés a sűrűség-spektrumra jellemző adatokat szolgáltat.

A kiterjedt záporok mérésénél fontos szerep jut a Wilson-kamrás technikának is. Ezért az előbbi munkákkal párhuzamosan megindult egy nagyméretű Wilson-kamra építése is. A Wilson-kamra, típusára nézve, a *Blackett* által használt kamrához hasonló és különösen a kiterjedt záporok vizsgálatára lett tervezve.

A kiterjedt záporokon kívül a Kozmikus Sugárzási Osztály kutatási programjában a μ

mezonok bomlásával kapcsolatos kérdések vizsgálata szerepel. Az első, most meginduló kísérlet a μ mezonok élettartamának mérésével foglalkozik. A mérőberendezés egy antikoincidenca-készülékből és egy mikroszekundumos idődiszkriminátorból áll. Ez a mérés a negatív μ mezonok különböző abszorbens anyagokban mért látszólagos élettartamának mérésével fog folytatódni. Ez a kérdés a negatív μ mezonoknak a különböző rendszámú magokban történő befogódásával kapcsolatos, ugyanis magasabb rendszámok esetén a nagy befogódási valószínűség a negatív μ mezonok élettartamának látszólagos megrövidülését eredményezi. A látszólagos élettartam megméréséből pedig a befogódás valószínűsége kiszámítható.

Ezek a kísérleti munkákon kívül komoly elméleti kutatás is folyik. Az elméleti kutatások a kaszkádelmélettel kapcsolatos problémákkal foglalkoznak. A legismertebb kaszkád az elektron-foton-kaszkád. Egy nagy energiájú elektron egy abszorbensben fotonokat kelt, ezek a fotonok párkeltés révén pozitív és negatív elektronokat hoznak létre, amelyek további fotonokat keltenek és így egy részecskéből egy elektron-foton zápor keletkezik. A kaszkádfolyamat természetesen fotonnal is kezdődhet. Az elektron-foton-kaszkádon kívül ismerünk még nukleon-kaszkádokat is.

A kaszkádfolyamatok a valószínűségi törvények szerint játszódhatnak le és igen nagy ingadozásokat mutathatnak. A kaszkádfolyamatok leírása a *Bhabha* és *Heitler* által felállított diffúziós egyenletek segítségével történhetik, ezekből azonban csak az átlagokra lehet következtetni. Ezen egyenleteknek Laplace-transzformáció segítségével történő megoldását *Landau* és *Rumer* dolgozták ki.

Miután a kaszkád-jelenségeknél az ingadozások igen nagyok lehetnek, nem elég csak az átlagokat meghatározni. Olyan egyenletekre van szükség, amelyek magát a valószínűségi eloszlást adják meg.

Jánossy egy generátor-függvény segítségével olyan egyenletet állított fel, amelyben a valószínűségi eloszlás szerepel ismeretlenként. [6] Ez az irodalomban sokszor idézett G-egyenlet.

A kaszkádelmélet problémái szorosan kapcsolódnak a kiterjedt záporok elméletének kérdéseire. A kiterjedt záporban egy bonyolult nukleon-elektron-foton-kaszkád játszódik le. Ezért igen

nagy fontosságú egy olyan elmélet kidolgozása, amely megadja a lehetőséget az elektron-foton- és nukleon-kaszkádok egységes tárgyalására.

Jánossynak sikerült a G-egyenletnek egy olyan általánosítását megadni, amely az elektron-foton-kaszkádokat a nukleon-kaszkádokat is tartalmazó általános formában tárgyalja. [7] Ebből az általánosított formából könnyen adódnak az eddigi kaszkádelmélet fő eredményei, többek között a záporok oldalirányú szóródása is.

Jánossy elméleti munkássága ezenkívül kiterjedt még a fizikának és matematikának azokra a határterületeire is, amelyek a kozmikus sugárzás elméletének kidolgozásában is jelentős szerepet bírnak, mint a Laplace-transzformáció általánosítása a valószínűség-számítás elméletében, [8] továbbá a Poisson eloszlásra vonatkozó vizsgálata. [9] Ezen a helyen kell még megemlíteni *Jánossynak* az elektronsokszorozóban lejátszódó elektronkaszkádra vonatkozó elméleti vizsgálatait [10] és egy periodicitások keresésére irányuló, gyors és egyszerű módszer kidolgozását [11], amelynek a fizikai mérések kiértékelésénél igen nagy jelentősége van.

Befejezésül meg kell jegyezni, hogy *Jánossy* kiterjedt munkássága szorosan kapcsolódik azokhoz a kutatásokhoz, amelyeket Magyarországra való hazatérése előtt végzett és amelyekről itt nem számolunk be részletesen.

Fenyves Ervin

Központi Fizikai Kutató Intézet

IRODALOM

1. *Fenyves E.* and *Haiman O.* Nature 165, 244 (1950).
2. *Fenyves E.* and *Haiman O.* Acta Physica Hung. II. 1. 93 (1952).
3. *Fenyves E.* és *Haiman O.* MTA III. Oszt. Közl. II. 233 (1952).
4. *Jánossy L.* MTA III. Oszt. Közl. I. 3 (1951).
5. *Fenyves E.* és *Haiman O.* MTA III. Oszt. Közl. II. 351 (1952).
6. *Rochester G. D.* and *Jánossy L.* Phys. Rev. 63. 52 (1943).
7. *Jánossy L.* Proc. Phys. Soc. A 63. 241 (1950).
8. *Jánossy L.* and *Messel H.* Proc. Phys. Soc. A 63. 1101 (1950).
9. *Jánossy L.* MTA III. Oszt. Közl. I. 213 (1951).
10. *Jánossy L.* Acta Physica (sajtó alatt).
11. *Jánossy L.* Acta Mathematica II. 177 (1951).
12. *Jánossy L.* Acta Mathematica I. 209 (1950).
13. *Jánossy L.* Acta Mathematica II. 165 (1951).
14. *Jánossy L.* Acta Physica Hung. I. 36. (1951).

Az atommag elmélete

Hazánkban a felszabadulás előtt elméleti atommagfizikai kutatás úgyszólván egyáltalán nem volt. A hazai elméleti fizikai munkák közül talán csak *Neugebauer Tibornak* 1937-ben írt, a magok mágneses momentumáról szóló munkáját számíthatjuk a magfizikai tárgyú dolgozatok közé.

Megváltozott a helyzet a felszabadulás után. A kísérleti fizika nagyarányú fejlődése mellett az elméleti fizika is igen komolyan fejlődik. Ennek egyik jele, hogy az elméleti fizikai kutatások tematikájában ma már mindig többször találkozunk atommagfizikai témával.

Az atommagfizika elméleti kérdései kutatásának különös varázsa van. Származik ez részint abból, hogy ma már világosan látjuk az atommag tulajdonságai megismerésének fontosságát társadalmi szempontból, elsősorban a kommunizmus építésének szempontjából és származik abból is, hogy ez a terület minden valószínűség szerint rendkívül fontos, az anyag tulajdonságai szempontjából alapvető jelentőségű, ezideig ismeretlen vagy csak kevésbé ismert tényeket rejt magában. Különösen nehézé teszi ezt a területet az elméleti kutató számára az a tény, hogy a rengeteg felhalmozódott kísérlet ellenére a magfizikának éppen a legfontosabb területein kevés tapasztalati anyag áll rendelkezésre, sokkal kevesebb, mint az elektronhéjfizikában. Így például a leggyeszebb összetett magnak a deuteronnak mindössze egy kötött energiaállapota ismeretes és ennek adataiból természetesen csak igen kevés kvantitatív következtetést lehet levonni a magerők elemi törvényére.

A szórás kísérletek sem adnak több felvilágosítást, mint az erő távolságfüggésére »nagyjából« jellemző paraméterek értékeit, majd a legújabb időkben arra vonatkozó bizonyítékot, hogy a nukleonok közötti kölcsönhatás legalábbis nagy energiáknál részben kicserélődési jellegű.

Idevonatkozó kérdést vizsgál *Neugebauer Tibornak* egy a debreceni vándorgyűlésen előadott dolgozata. [1] *Neugebauer* azt a kérdést diszkutálja, hogy milyen következtetéseket lehet a leggyeszebb magok energianívóinak helyzetéből az erő-törvényre, — legalábbis az erő-törvény távolságfüggésére — levonni. Mindenekelőtt arra mutat rá, hogy a potenciál távolságfüggése erősen determinálja a kötött állapotok létezésének lehetőségét ($1/r^n$ típusú potenciál $n \geq 3$ esetén már nem ad kötött állapotot), majd a Yukawa potenciálról mutatja ki klasszikusan (pontosan *Bohr* szerint), hogy csak a magerők hatótávolságán belül tesz lehetővé kötött állapotot. A legkönnyebb magoknál ebben a tartományban csak egy kötött állapot létezik (${}_1\text{H}^2$, ${}_2\text{He}^4$), a nehezebb magoknál viszont lehetségesek valóságos gerjesztett állapotok is, mert a potenciális energia súlya megnövekszik a

kinetikus energiához képest. A teljesen klasszikus számítások a WKB módszerrel vihetők át a kvantummechanikába anélkül, hogy az eredmények lényegesen változnának. Ez azért előnyös, mert a kérdés exakt tárgyalása igen nagy matematikai nehézségekkel jár. Az elemi kölcsönhatásra vonatkozó más hazai eredmények nem ismereteseek.

Az összetett magok problémájával foglalkozik *Gombás Pál* három dolgozata. [2, 3, 4] Célul tűzi ki a magok kötési energiájának és a stabil izobárok helyzetének meghatározását egy statisztikus elmélet alapján. A dolgozat alapfeltevései a következők: A nukleonok között tiszta kicserélődési kölcsönhatás uralkodik, a kölcsönhatás térbeli része skaláris centrális Yukawa-potenciál, a valóságos kinetikus energiát a szabad részek kinetikus energiája és az ú. n. Weizsäcker-féle inhomogenitási korrekció adja. Ezek alapján a magok teljes energiája a következő részekből tevődik össze: a szabad nukleonok kinetikus energiája, a kinetikus energia inhomogenitási korrekciója, a magerőkből származó kölcsönhatás energiája, végül a protonok kvantumelméleti Coulomb kölcsönhatása. Egy ilyen bonyolult típusú energia-kifejezés kezelése — ha számszerű eredményekhez akarunk jutni — nem egyszerű feladat. *Gombás* szerencsés módon nyúl a problémához, az energia meghatározására a Ritz-féle eljárást alkalmazza. Ez is igen sok numerikus munkát kíván, de véghezvihető. A kiinduló feltevés az, hogy a nukleonok sűrűségeloszlása Gauss-szerű: e^{-ar^2} alakú, ahol r a gömbalakúnak gondolt mag középpontjától való távolságot jelenti, míg a lényegében variációs paraméter. (Az első dolgozat nem ismer különbséget a protonok és a neutronok sűrűségeloszlása között.) A Ritz-eljárásnak megfelelően mármost az energiakifejezés variálása következik. A kapott eredmények akkor hasonlíthatók össze a tapasztalattal, ha az elméletben szereplő, a nukleonok kölcsönhatására jellemző »mezonikus töltés (γ)« értékét megválasztjuk. *Gombás* azt találja, hogy a kapott eredmények akkor egyeznek legjobban a tapasztalattal, ha a γ értékét az elektromos elemi töltés értéke mintegy nyolcszorosának választjuk. A γ egyébként az egyetlen önkényes paraméter az elméletben. (A magerők hatótávolságát ugyanis *Gombás* a tapasztalatból veszi — v. i. ez a π mezon Compton hullámhosszának lényegében a reciproka. A π mezon tömegét *Gombás* 285 elektrontömegnek veszi, ahonnan a magerők hatótávolságára $1,355 \cdot 10^{-13}$ cm érték adódik.)

A kapott eredmények igen jól egyeznek a tapasztalattal. Továbbmenve, egy másik dolgozatban [3] *Gombás* finomítja a felállított modellt. Továbbviszi a Ritz-eljárásban használt közelítést, disztintvál a protonok és neutronok sűrűségeloszlása között. A kapott új eredmények alig

térnek el az első közelítés eredményeitől, kissé javítják a tapasztalattal való egyezést, de semilyen komoly változást az első dolgozatban kiépített modellben nem hoznak. Ez mutatja a felállított modell konzekvensségét.

Gombás harmadik dolgozatában [4] *Ferminek* egy az elektronhéjfizikában kidolgozott módszerét felhasználva, kiszámítja a nukleonok impulzusmomentumainak eloszlását az atommagban. A dolgozat az egyszerű független-részecskemodellek eredményeit adja vissza.

Az atommagfizika egyik legjobban bevált modelljének — a folyadékcseppmodellnek — eredményeit fejleszti tovább Marx György dolgozata. [5] Általában az atommagot inkompresszibilis folyadéknak szokták feltételezni, melynek nagy felületi feszültsége van. Ez az elképzelés nehézségekhez vezet, ha pl. a γ -sugárral végrehajtott magreakciók rezonanciajellegét akarjuk értelmezni. Egy sokat diszkutált elmélet szerint a (γ , x) (x = neutron, proton, hasadás, stb.) reakciók rezonanciajellegét az okozza, hogy a protonok és a neutronok összessége egymástól függetlenül mozog. Marx ezen elmélet helyett ezeket a magreakciókat a maganyag dilatációs rezgéseivel tudja magyarázni. Fizikailag ez sokkal természetesebb feltevés. A dilatációs rezgések meghatározására szükséges a maganyag kompresszibilitásának kiszámítása. A számítást Marx a Fermi statisztika alapján ejti meg. A dilatációs sajátrezgések az elmélet szerint nehezebb magoknál mintegy 6 MeV gerjesztési energia körül kezdenek fellépni. 10 MeV körül pedig már kvadrupólrezgések is jelentkeznek.

Marx ezek alapján kiszámítja a (γ , x) reakciók rezonanciaenergiáit. A kapott eredmények valamivel jobban simulnak a tapasztalathoz, mint a korábbi elméletek eredményei.

Az atommag héjszerkezetének kérdéseit vizsgálja Szamosi Géza. [6,7,8] Az utolsó tíz—tizenöt esztendőben igen nagy tapasztalati anyag halmozódott fel az atommag héjszerkezetére vonatkozólag. Egészen világosan látszik, hogy olyan magok, melyekbe, 2, 8, 20, 28, 50, 82 vagy 126 nukleon van valamelyik nukleonfajtából, különösen stabilak, azaz ilyen számú nukleon a magban uralkodó kölcsönhatások következtében lezárt héjat alkotnak. Zárt héjak értelmezése — a tapasztalattal egyezésben ezideig csak a független-ré-

szecske-modell alapján volt lehetséges. Az egyszerű független-részecske-modell azonban a zárt héjakra vonatkozóan helytelen értékeket ad. Igen kiváló eredményekhez vezet azonban az a hipotézis, mely szerint a nukleonok erős kölcsönhatása következtében egy erős spin-pálya kölcsönhatás lép fel a nukleonok mozgásánál. Szamosi ezt az elgondolást fejleszti tovább. Kimutatja, hogy egy skaláris centrális Yukawa-potenciált feltételezve elemi kölcsönhatásként, az atommag héjszerkezete a tapasztalattal egyezésben kiadódik. A számítás egyszerűsítése céljából közönséges erőkkal és Hartree-közelítéssel számol. Szükséges továbbá annak feltételezése, hogy a maganyag sűrűsége első közelítésben állandó. Gauss-szerű sűrűségeloszlással az eredmények nem felelnek meg a tapasztalatnak. [7] További dolgozatában [8] kimutatja, hogy intenzívebb kölcsönhatás esetén a könnyű magok spinjei és mágneses momentumai is teljes egyezésben vannak a tapasztalattal. Az elmélet alapján kapott energianívósorrend általában sokkal jobban megfelel a tapasztalatnak, mint a sémapotenciálokkal önkényesen felvett nivósorrendek.

Az elméleti magfizikai tárgyú dolgozatok közé tartozik még Nagy Károly [9] dolgozata. Célul tűzi ki, hogy kiszámítsa nehéz atommagokban az »utolsó« neutron kötési energiáját, azaz a magfotoeffektuskor vagy neutronbefogáskor felszabaduló energiát. Számításaiban az atommagot erősen elfajult Fermi-gáznak tekinti. A modell, melyet használ, Ivanenko és Rodicsev egy korábban kidolgozott modelljén alapszik. A neutron-kötési energiákat külön számítja páros és külön páratlan típusú magokra. Az eredmények jól egyeznek a tapasztalattal.

Szamosi Géza

Eötvös Lóránd Egyetem Fizikai Intézete

IRODALOM

1. Neugebauer T. Fizikai Szemle, 2, 1952. 106 oldal.
2. Gombás P. Acta Phys. Hung. 1, 329, 1952.
3. Gombás P. Acta Phys. Hung. 2, 223, 1952.
4. Gombás P. Acta Phys. Hung. 2, 247, 1952.
5. Marx Gy. Naturwiss. 39, 476, 1952, Acta Phys. Hung. s. a.
6. Szamosi G. Naturwiss. 40, 105, 1953.
7. Szamosi G. Naturwiss. 40, 1953.
8. Szamosi G. Acta Phys. Hung. s. a.
9. Nagy K. Fiz. Szemle, 2, 113, 1952.

Atomok elmélete

a) Az atom statisztikus elmélete

E tárgykörben elért legfontosabb eredmények *Gombás Pál* nevéhez fűződnek.

1949-ben megjelent *Gombás Pál*: *Die statistische Theorie des Atoms und ihre Anwendungen* c. könyve. A könyv két részből áll: az első részében az általános elmélet, a másodikban alkalmazásai kapnak helyet. Az első rész a Fermi-Dirac statisztika ismertetése után a szabad elektronok kölcsönhatását tárgyalja. Következik a Thomas-Fermi modell magalapozása és az egyenlet megoldása atomokra ill. ionokra.

Tárgyalja továbbá mindazon módosításokat amelyek az eredeti Thomas-Fermi atommodell hiányát nagymértékben megszüntetik és az elmélet teljesítőképességét igen magas fokra emelik.

A következő fejezetek a perturbáció-számítást, valamint a statisztikus atommodell további fejlődésének irányát ismertetik. Ez utóbbiban szerepel szerző módszere a Pauli-elv statisztikus figyelembevételéről zárt atom-törzsek esetén, továbbá az elektron-gáz nem statikus tárgyalása.

A második rész az elmélet alkalmazásait ismerteti atomok, molekulák és kristályok, valamint nagy nyomás alatt álló anyag esetére. Az atomokkal foglalkozó rész bemutatja az elmélet sikeres alkalmazásait a legkülönbözőbb tulajdonságok eredményes számítására. A molekulák szerkezetével foglalkozó, aránylag rövidebb rész vázolja az elmélet alkalmazásának nehézségeit, az eddig elért eredményeket és a további fejlődés irányvonalát. Igen gazdag a kristályokkal és ezen belül a fémekkel foglalkozó fejezet. Ez utóbbiban a szerző saját vizsgálatai alapján ismerteti a fémek statisztikus elméletét, amely alkalmas az alkáli és alkáliföldfémek állandóinak elméleti kiszámítására anélkül, hogy a megfontolásokban empirikus paramétert kellene használni.

Könyvének megjelenése óta *Gombás* több irányban lényegesen tovább fejlesztette az elméletet.

Gáspár Rezső-vel közös cikkében a Thomas-Fermi-Dirac-egyenlet megoldásához mutat új lehetőséget [2], [3]. A Thomas-Fermi-Dirac-egyenletet *Umeda* megoldotta semleges atomokra a *Brillouin* által adott határfeltételekkel. Ez utóbbiak abból a követelményből adódtak, hogy bármely elektron energiája minimális legyen a statisztikus atommodellben. Ezen feltételek fizikai magalapozása azonban nem kielégítő. Erre a tényre *Jensen* mutatott rá és adott a probléma fizikai természetének megfelelően helyes határfeltételeket, abból a követelményből leszármaztatva, hogy a statisztikus atom teljes energiája minimális legyen. *Gombás Pál* és *Gáspár Rezső* kimutatják, hogy az *Umeda* féle megoldás felhasználásával sikerül a *Jensen*-féle határfel-

tételeknek eleget tevő függvény meghatározása. A numerikus megoldást a neon, krypton, argon, xenon és a radonra végezték el és a kapott értékek igen jó egyezést mutatnak az exakt módon számított megoldással, az eltérés 2% alatt marad.

Ugyancsak a Thomas-Fermi-Dirac-egyenletnek egy analitikus megoldását adta *Horváth János* [4] a *Sommerfeld* által a Thomas-egyenlet megoldására adott ötletnek a felhasználásával. A megoldás csupán durva közelítést ad és legfeljebb az atom szélén használható, első közelítésként.

Az elmélet alkalmazhatósága szempontjából lényeges a betöltési elv finomítása zárt atomtörzsek statisztikus tárgyalásánál. (*Gombás Pál* értekezése [5].) A szerző korábbi elméletében kimutatta, hogy zárt elektronállapotokra vonatkozólag a Pauli-féle betöltési elv helyettesíthető egy taszító-potenciál használatával. E taszító potenciál felhasználásával a vegyérték-elektronok termjei kiszámíthatóak. A számításoknál az a nagy előny származik, hogy a vegyérték-elektronok sajátfüggvényeinek nem kell ortogonálisnak lenniök, az összes törzs-elektron sajátfüggvényére. Ennél az elméletnél akkor lehetett jó eredményt kapni, ha a zárt héj s és p elektronokból áll, d elektronhéj esetén az eredmény gyengébb volt. Ezt a hibát küszöböli ki az újabb fogalmazás és ezzel az elmélet alkalmazhatóságát lényegesen megnöveli.

A most ismertetett elmélet egyik közvetlen alkalmazása egy statisztikus atommodell kidolgozása, amelyben az elektronok mellékkvantumszám szerint vannak csoportosítva. [6] A problémával *Fényes Imre* is foglalkozott, aki a hullámmechanika oldaláról kívánta megalapozni a modellt.

Gombás Pál a problémát az előző cikk fejtegetéseire támaszkodva oldja meg. Az összenergiára kapott kifejezés megegyezik a *Hellmann* ill. *Fényes* által nyert energia kifejezéssel, azzal az

eltéréssel, hogy $l(l+1)$ helyett $l(l+1) + \frac{1}{2}$ áll.

Az eltérés oka az, hogy *Gombás Pál* levezetésében a statisztikus álláspontot következetesen keresztülviszi. Ez az eltérés igen lényeges az atommodell további tárgyalásánál, mert míg a *Hellmann* és *Fényes* atommodelljében az $r=0$ helyen divergencia nehézségek lépnek fel (s elektronok esetén), addig a *Gombás*-féle atommodellben a divergencia-nehézség automatikusan kiesik. Az elektronsűrűség ugyanis nem terjed egész $r=0$ -ig, hanem csak meghatározott r_e értékig (ez alatt a sűrűség kifejezés imagináriussá válna, ami fizikailag értelmetlen).

Az elmélet további alkalmazása a *Slater*-féle félempirikus sajátfüggvények elméleti alátámasztása. [7] *Slater* igen egyszerű alakú közelítő saját-

függvényeket adott meg, s az ezekben szereplő paraméterértékeket annak feltételével határozta meg, hogy a sajátfüggvények alapján számított legkülönbözőbb atomi állandók mint ionizációs energiák, diamágneses szuszeptibilitás-értékek, Röntgen-termek a kísérlettel a lehető legjobb egyezést mutassák. A paraméterek elméleti alátámasztására a *Gombás Pál* és *Gáspár Rezső* által adott új módszert használják, amely lehetővé teszi a variációs számítás használatát magasabb rendszámú atomoknál is. A kapott értékek igen jó egyezést mutatnak a *Slater* által kapott fél-empirikus paraméterértékekkel.

A statisztikus atommodell alkalmazására mutat példát *Kónya Albert* [8]. *J. W. du Mond* elméletét használva a Compton-vonal alakját és szélességét statisztikus alapon kiszámítja. A számításnál az elektronok impulzuseloszlására van szükség, amelyet a kicserélődési és korrelációs kölcsönhatás figyelembevételével kiegészített modell alapján határoz meg. Eredményei a kísérlettel jobb egyezést mutatnak, mint *Burckhardt* számításai, aki egyszerű Thomas-Fermi modell alapján a kísérlettel eléggé eltérő eredményeket nyert. A statisztikus megoldások használatának további előnye, hogy csakis a közepes elektronsűrűség szükséges, nem pedig minden egyes egy-elektron-függvény ismerete, ami a hullámmechanikai számításokkal szemben nagyfokú számítási egyszerűsítést jelent. A tisztán statisztikus atommodellel végzett számítások eredményei gyengébbek. A kísérlettel való legjobb egyezést a statisztikus tárgyalásmód megtartása mellett, a hullámmechanikai számítások eredményeinek felhasználásával nyeri.

A statisztikus atommodell hullámmechanikai megalapozására ad a megelőzőknél könyebben kezelhető eljárást *Fényes Imre*. [9] Eljárása a W. K. B.-módszeren alapszik, ennek segítségével közelítőleg megoldja a »self-consistent field« egyenleteket. A kvantumállapotokra való összegezés helyett integrálást használ. Ezek alapján egyszerű hullámmechanikai levezetést ad a statisztikus elektronsűrűség képletére. A W. K. B.-módszer nulladik közelítéseként megkapja a Thomas-Fermi, Thomas-Fermi-Amaldi, Thomas-Fermi-Hellmann és Thomas-Fermi-Dirac energiakifejezéseket, míg az első közelítés segítségével a Thomas-Fermi-Weizsäcker energiakifejezést. A megfelelő energiakifejezésekből variációs módszerrel sikerül a statisztikus alapegyenletek levezetése.

A Fermi-féle kinetikus energia kérdésével foglalkozik *Pauncz Rezső*. [10] Az azonos feltételek alatt álló elektrongáz kinetikus energiájának statisztikus úton történő meghatározása sokkal kisebb értéket ad kis elektronszám esetén, mint pl. a kvantummechanikai doboz-modell segítségével. Az eltérés teljesen megszüntethető, ha statisztikus levezetésben figyelembe vesszük azt, hogy egyik impulzus komponens értéke sem lehet zérus.

b) Hullámmechanikai több-test probléma

A legújabb eredmények tárgyalását *Gombás* e témáról írt könyvének [11] ismertetésével kezdjük. A könyv két részből áll: az első rész az általános elmélet, míg a második az egyes megoldási módszereket tartalmazza. A bevezető fejezetben a legfontosabb alapfogalmak áttekintése után a továbbiak szempontjából lényeges hidrogénatom problémát, hidrogén molekula-iont, valamint a perturbációs számítást ismerteti. A következő fejezetben először két részecske esetére tárgyalja a több-test problémával kapcsolatban fellépő kérdéseket, majd egész általánosságban vázolja a problémakört. Az atomok és molekulák c. fejezetekben az eddig ismertetett módszereken kívül a Hartree-Fock energia kifejezés is szerepel. A további tárgyalás az igen sok azonos részecskéből álló rendszer statisztikus tárgyalására vonatkozik, a Bose-Einstein és a Fermi-Dirac kvantumstatisztikák után egy-egy jellemző példán keresztül mutatja be az egyes elméletek alkalmazását. Az általános rész utolsó fejezetében a többtest-probléma más irányú módszerét, a második kvantálást mutatja be.

A második részben a többtest-probléma megoldási módszereit tárgyalja. Vizsgálja a variációs számítás alkalmazási lehetőségét. A következő fejezet a »self-consistent field«-módszer igen világos és a fizikai alapokat jól kifejezésre juttató tárgyalását tartalmazza. A befejező fejezet a statisztikus atommodell rövid tárgyalásával teszi teljessé a közelítő módszerek áttekintését. — A függelékben a gyakorlati kvantummechanikai számításokhoz igen jól használható képletgyűjteményt találunk.

A másik ismertetendő könyv *Gombás Pál*: *Bevezetés az atomelméletbe*. [12] A könyv célja, hogy bevezetést nyújtson a modern atomelméletbe. Ennek megfelelően a tárgyalás inkább a fizikai alap világos hangsúlyozását célozza, s a nehezebb matematikai levezetéseket a III. fejezet kivételével mellőzi.

A több-test probléma közelítő módszerei közül *Gáspár Rezső* eredményéről kell megemlékeznünk. [13] A »self-consistent field« módszerével meghatározott potenciálokat vizsgálva megállapította, hogy az ú. n. redukált effektív magtöltés: Z_p/Z univerzális (rendszámtól független) függvényként adódik, ha azt a Thomas-Fermi-féle egységben $\mu = 0,8853 a |Z|^{1/3}$ ábrázoljuk. Ezzel az eredményrel az eddig csak egy-két atomra kiszámított eredmények általánosíthatók a periodikus rendszer többi elemeire is. Az univerzális függvényt sikerült egy elég egyszerű analitikai alakkal jól megközelíteni. Ezen eredmény segítségével sikerül, *Rasetti* módszerét felhasználva sajátfüggvényeket meghatározni az összes elem legmélyebb s, p, d, f energiaállapotaira. A módszerrel számított Röntgen-termek jól egyeznek a »self-consistent field«-módszer alapján számított értékkel, valamint a kísérleti adatokkal.

Pauncz Rezső

Szegedi Tudományegyetem Elméleti Fizikai Intézete

1. Gombás P. Die statistische Theorie des Atoms und ihre Anwendungen. Wien. Springer Verlag, 1949.
2. Gombás P. und Gáspár R. Acta Phys. Hung. 1, 66 (1951).
3. Gombás P. und Gáspár R. Nature, 168, 122 (1951).
4. Horváth J. I. Nature, 161, 26 (1948).
5. Gombás P. Acta Phys. Hung. 1, 285 (1952).
6. Gombás P. Acta Phys. Hung. 1, 295 (1952).
7. Gombás P. und Gáspár R. Acta Phys. Hung. 1, 317 (1952).
8. Kónya A. Acta Phys. Hung. I. (No. 5.) 12, (1949).
9. Fényes I. Z. Physik, 125, 336 (1948).
10. Pauncz R. Acta Phys. Hung. 1, 277 (1952).
11. Gombás P. Theorie und Lösungsmethoden des Mehrteilchenproblems der Wellenmechanik. Basel, Birkhäuser Verlag, 1950.
12. Gombás P. Bevezetés az atomelméletbe. Budapest. Mérnöki Továbbképző Intézet, 1947.
13. Gáspár R. Acta Phys. Hung. 2, 151 (1952).

Molekulák elmélete

Az elméleti vizsgálatok igen sokirányúak, a molekulák legkülönbözőbb tulajdonságainak tárgyalásával foglalkoznak: a) poláris molekulák viselkedése, b) molekulák polarizálhatósága, c) molekulák optikai tulajdonságai, d) mágneses tulajdonságok, e) Van der Waals kölcsönhatás és f) a molekulák kötésével kapcsolatos problémák. A sokoldalú vizsgálatoknak megfelelően a használt matematikai módszerek is igen változatosak. Értékes áttekintést nyújt a molekulafizika egyes területein használatos matematikai módszerekről Budó Ágoston. [1] Elsősorban a kétatomos molekulák kvantummechanikai tárgyalásánál alkalmazott matematikai módszereket ismerteti, különös tekintettel a molekula spektrum szempontjából lényeges részekre. A molekulák kvantummechanikai tárgyalásánál használatos közelítések közül a hullámegyenlet szétválasztását (megfelelő tagok elhagyása útján), a perturbáció számítását és a variáció-számítás ismerteti, majd pedig a Heitler-London módszer és a »molekulapálya« módszer alapelveit mutatja be a kétatomos molekula problémáján keresztül. Végül a molekula elméleti vizsgálatánál rendkívül fontos csoportelmélet alkalmazására mutat igen szemléletes példát.

a) Poláris molekulák viselkedése

Budó Ágoston több új eredménnyel gazdagította a témakört.

Kronig relaxációs elméletéből kiindulva vizsgálja [2] azt a problémát, hogy milyen feltételek mellett lehetséges egyetlen, illetőleg többféle relaxációs idő. A nyert eredményt a poláris folyadékok dielektromos relaxációjának vizsgálatára használja fel. Kimutatja, hogy ezekből a Brown-féle mozgás törvényeinek felhasználásával megkapjuk a Debye-elmélet képletét, illetőleg Perrin és Budó általánosításait.

A Debye-elmélet eredetileg csak gömbszimmetrikus molekulákra vonatkozott, Perrin általánosította ellipszoid alakra, Budó Ágoston pedig arra az esetre, amikor a molekulában szabadon forgó csoportok vannak. Az elmélet további lényeges általánosítását jelenti olyan molekulákra

való kiterjesztése, amelyekben a poláris csoportok nem foroghatnak szabadon, mert kölcsönhatásuk korlátozza forgásukat. Későbbi cikkeiben [3], [4] Budó Ágoston azt az esetet vizsgálja, amikor a molekula két egyenlő méretű csoportból áll, s ezek közös forgási tengellyel rendelkeznek. A tárgyalás először teljes általánosságban történik anélkül, hogy a kölcsönhatási potenciálra vonatkozólag explicit függvényalakot vennének fel, majd a nyert eredményt két speciális potenciálfüggvény felvétele mellett alkalmazza.

Az eredményeket a kísérleti adatokkal összehasonlítva igen jó megegyezést nyer.

Az eredeti Debye-féle elmélet eddigi ismertett általánosításai a molekula-alak figyelembevételére vonatkoztak. A Debye-féle elmélet második egyszerűsítése a környezet kölcsönhatására vonatkozott: a belső teret a Lorentz-féle közelítésben használta és így nem vette figyelembe a dipól-dipól kölcsönhatást, emiatt az elmélet csakis híg poláris oldatokra volt alkalmazható.

Az elmélet általánosítására ebben az irányban az első lépést Debye és Ramm tették meg. A környezet hatását a gömb alaknak képzelt molekulára oly módon vették figyelembe, hogy a molekula $-E \cos(\mu E')$ potenciális energiával rendelkezik, ahol μ a molekula dipólmomentuma, E' a környező molekulák pillanatnyi helyzete által meghatározott tengely, E az ú. n. akadályozási energia (Behinderungsenergie).

Budó Ágoston újabb dolgozatában [5] mindkét hatás egyidejű figyelembevételét éri el: Mind a szomszédos molekulák pillanatnyi terének hatását (dipól-dipól kölcsönhatás), mindpedig a molekula-alak befolyását. Ez utóbbit egyrészt ellipszoid alakú molekulák esetére, másrészt olyan molekulákra, amelyekben forgásra képes dipól-csoportok vannak. A szükséges matematikai apparátus igen bonyolult. A kapott parciális differenciál-egyenletet csak $y = E/kT$ kicsi és nagy értékeire lehet megfelelő közelítő eljárásokkal megoldani.

Az előbbihez hasonló problémát vizsgált Budó egyik tanítványa, Kövesdi Pál dolgozatában: [6]: Dolgozatának tárgya a Debye—Ramm-féle elmélet általánosítása ellipszoid alakú molekulákra.

ra (viszonylag kis frekvenciák esetén) és ezzel kapcsolatban a dielektromos veszteség vizsgálata.

b) Polarizáció

E téren elért fontos eredmények elsősorban *Neugebauer Tibor* nevéhez fűződnek. Egyik dolgozatában [7] azzal az ellentmondással foglalkozik, hogy míg a hidrogénmolekula átlagos polarizálhatóságát a kísérlettel igen jó megegyezésben sikerül számítani, addig az egyes főpolarizálhatóságok értékeit ill. a polarizáció anizotropiáját nem lehet elég jól megadni, mert ez utóbbi túl kicsinek adódik. A probléma megoldására kimutatja, hogy a kvantummechanikai perturbációszámítás és a Silberstein-elmélet nem egy és ugyanazon jelenség modern és klasszikus elméletét jelenti, hanem az anizotropia két, fizikailag különböző forrására vonatkoznak, amelyeket egyszerre figyelembe kell venni ahhoz, hogy a kísérlettel megegyező eredményre jussunk. Rámutat ezenkívül arra, hogy a hidrogénmolekulánál, a gyors rotációs frekvenciák miatt, maga a mért anizotropia is egy-két százalékkal kisebbnek adódik, tehát még nagyobb a különbség a kísérleti és elméleti értékek között, ha csak az eddig alkalmazott kvantummechanikai perturbációszámítást használjuk.

Későbbi munkájában [8] a *Kordes* által, a kristályrácsokban fellépő polarizációs jelenségek-re talált félempirikus összefüggést sikerül elméletileg alátámasztania. Egy tekintetbe vett ion és a környezetében lévő ionok kölcsönös potenciális energiáját gömbfüggvények szerint kifejtve, vizsgálja az egyes tagoktól származó hatást. Az állandó és elsőfokú tagtól származó polarizációs energia minden kristályrácsra zérus. A kristályok szimmetriája miatt a magasabbfokú tagok közül is több eltűnik. Az itt vázolt elvekből kiindulva az egyes kristálytípusoknál megállapításokat lehet tenni a polarizációs energiára vonatkozóan. Sikerül értelmezni továbbá az alkálihalogénid-kristályoknál fellépő ion-kötés erősödését.

A HCl-molekula polarizációs energiájának kiszámításánál az eredetileg *Gombás Pál* és *Neugebauer Tibor*tól származó módszert néhány eredménnyel egészítette ki *Horváth János*. A *Gombás—Neugebauer*-módszer alap gondolata a következő: A molekula kötési energiáját az ionmodellből kiindulva vizsgálják. Az energia két fő részből áll: Részint a gömbszimmetrikusnak feltételezett töltéselosztások elektrosztatikus kölcsönhatásából (E_K), részint pedig a proton polarizáló hatásából eredő polarizációs-energiából. A Cl-ion perturbálatlan állapotaira a számításhoz a Hartree módszerrel kiszámított sajátfüggvényeket használták.

Horváth János első dolgozatában [9] az előbbi számításokat az időközben megjelent Hartree—Fock-függvényekkel megismételte és a pontosabb sajátfüggvényeknek megfelelően az

elméleti érték a kísérletihez valamivel közelebb esőnek adódott.

Egy további vizsgálatában: [10] sikerült az eljárást finomítani, amennyiben a Cl-ion egyes lezárt héjainak polarizálódását külön-külön vette figyelembe. Általában ugyanis csak a legkülső elektronhéj polarizálódik egy kívülről ható elektromos tér hatására, jelen esetben azonban más a helyzet, mert a proton behatol a Cl-ion felhőjébe, tehát a belső héjakra ható polarizáló hatás viszonylag nagy. Az egyes héjak polarizálhatóságát, minthogy ezek kísérletileg nem ismertek, a Born-Heisenberg-formula segítségével határozza meg. Ez a korrekció ismét további javítást eredményezett.

A polarizációs energia tényleges kiszámítását *Gombás Pál* és *Neugebauer Tibor* úgy végezték, hogy a perturbációs potenciált gömbfüggvények szerint sorbafejtették. Ezzel a sorbaféjtéssel kapcsolatban bizonyos divergencianehezségek léptek fel, úgyhogy kívánatosá vált az illető energiatagok existenciájának megvizsgálása. Ezt a vizsgálatot másik munkájában [11] végezte el *Horváth János*. Ugyanitt eljárást adott az illető energiatag kiszámítására, melynél a sorbaféjtést és a vele járó pontatlanságot, továbbá exakt határártmenettel a felmerülő szingularitásokat el lehet kerülni. Egyben a két módszert egy speciális sajátfüggvény esetében összehasonlítja. Az itt megadott módszer felhasználásával egy másik dolgozatában [12] újra kiszámítja a HCl kötési energiáját. A bevezetett módosítás a számított értéket tovább javítja.

c) Van der Waals kölcsönhatás

Igen érdekes biológiai alkalmazási lehetőségre vet fényt *Neugebauer Tibor* két dolgozata, amelyben a van der Waals kölcsönhatás segítségével értelmez biológiai folyamatokat. Egy fehérje problémával kapcsolatos dolgozatában [13] fizikai elméletet dolgoz ki arra, hogy egy már meglevő fehérje-molekula mintájára hogyan keletkezhet újabb, ugyanolyan fehérje molekula. Abból indul ki, hogy a kiegyenesített polypeptid láncok *Van der Waals* erőkkel megköthetnek olyan aminosavakat vagy kisebb polipeptid láncokat, amelyek az eredetinek megfelelő részére pontosan illenek. Az itt felszabaduló energia, mint a megfelelő kvantummechanikai számítások igazolják, elegendő ahhoz, hogy egyes kémiai kötések megszakítsanak, ill. olyanokat képezzen, hogy a megfelelő részek pontosan hasonlítsanak az eredeti »mintához«.

Másik dolgozatában [14] a kondenzált aromás szénhidrogénnek van der Waals kölcsönhatását vizsgálja láncmolekulánál. E vegyületek igen nagy diamágneses anizotropiával rendelkeznek. (1. alább.). Ebből a tulajdonságból kiindulva, a kvantummechanikai perturbációszámítás eredményeinek felhasználásával kimutatható, hogy

ezeknek a molekuláknak igen nagy van der Waals-féle kölcsönhatása van a láncmolekulákkal, és azokban strukturális változásokat is létrehozhatnak. Ez a tény a molekulák cancerogén aktivitásának egyik okát jelentheti.

d) Molekulák optikai tulajdonságai

Többatomos molekulák színekép-átmeneteinek kiszámítását vizsgálja a Slater-Pauling-módszer alapján *Pauncz Rezső* [15]. A számítás eredménye szerint csakis akkor nyerhető a kísérlettel megegyezés, ha a perturbációszámítás kiindulófüggvényei között nemcsak a homopoláris, hanem az ionos függvénystruktúrák is szerepelnek.

Egy másik dolgozatában [16] lineárisan kondenzált aromás molekulák abszorpciós színeképét egy egyszerű kvantummechanikai modell alapján igyekszik értelmezni. A sorozat színeképét *Platt* a kör-rotátor segítségével igyekezett értelmezni. Sokkal kézenfekvőbb azonban, a vegyületek alakjának megfelelően kör helyett ellipszist választani. Az elliptikus rotátor kvantummechanikai problémáját megoldva, a nyert energiaérték és sajátfüggvények felhasználásával következtetéseket lehet tenni a színeképi átmenet helyére és polarizációjára vonatkozólag. Az eredmények elég jó egyezést mutatnak a kísérlettel, illetőleg más kvantummechanikai közelítő módszerek eredményeivel.

e) Molekulák mágneses tulajdonságai

Aromás vegyületek diamágneses anizotrópiáját vizsgálták elméleti úton *Pauncz Rezső* és *Berencz Ferenc* [17], *F. London* kvantummechanikai közelítő módszerével azt vizsgálták, hogy azonos gyűrűszám mellett hogyan függ a diamágneses anizotrópia értéke a molekula alakjától. Legnagyobb adódott a lineárisan kondenzált naphtacénnál és a legkisebbnek a lineáris alaktól leginkább eltérő triphenylénnél. Az eredmények elég jó egyezést mutatnak a kísérleti értékekkel. Majd egy másik dolgozatukban [18] egy igen komplikált kondenzált aromás vegyület diamágneses anizotrópiáját számítják az előbbi kvantummechanikai módszer alapján. A kísérleti és elméleti értékek között az eltérés itt nagyobb, ennek okait vizsgálva következtetéseket vonnak le a közelítőmódszer teljesítőképességére vonatkozóan.

f) Molekulák kötésével kapcsolatos problémák

Molekulák kötésének *Neugebauer Tibor* által kidolgozott fél-klasszikus elméleti tárgyalását használja *Horváth János* az ammónium és monosilán tárgyalására. *Neugebauer Tibor* módszere alkalmazható gömbszimmetrikus (illetve közel gömbszimmetrikus) molekulák esetében.

Lényege az, hogy pl. metán esetében a négy proton töltését egy a proton-szén távolsággal megegyező sugarú gömbfelületen eloszolva képzele. A kötésben résztvevő elektronokat kollektíve kezelve, a gömbön belül a szénhez lokalizáljuk és ennek megfelelően C^4- sajátfüggvényeket használunk, a gömbön kívül pedig, a protonok töltését a szénmag töltésével egyesítve képzele, nemesgáz konfigurációt veszünk fel. A továbbiakban polarizációs energia formájában vesszük figyelembe azt, hogy a protonok töltése a valóságban egy tetraéder csúspontjain lokalizálódik. Ezt az elgondolást alkalmazta *Horváth János* [19] az ammónium ion esetére. Itt azonban a kötésben résztvevő elektronoknak a nitrogénmaghoz való csatolásával N^3 -ion jön létre és klasszikusan nem értelmezhető, hogyan tudja ez az ion a négy protont megkötni. Az a tény azonban, hogy a modell segítségével ennek ellenére értelmezni lehet az ammónium molekula-ion kötési energiáját, bizonyítja azt, hogy a modell átmenetet képez a poláris és kovalens kötés között. A számítás eredményeit csak egy komplikált általánosított Born-Haber-féle körfolyamat segítségével lehetett a kísérleti eredményekkel összehasonlítani.

Egy másik cikkében [20] *Horváth János* részint a kísérletileg nem létező ammónium-molekulát építi fel úgy, hogy lezártnak feltételezve az ammónium molekula-ion elektronfelhőjét, azt egy vegyérték-elektronnal egészíti ki, amelyet *Gombás Pál* módszerével tárgyal; részint pedig kiszámítja a molekula-ion néhány fontosabb Raman-frekvenciáját. Mindkét esetben a kísérletekkel összeegyeztethető eredményekre jut. Egy későbbi [21] dolgozatában általánosítja a *Neugebauer*-féle módszert arra az esetre, amikor a centrális mag, jelen esetben a Si, kötésben részt nem vevő elektronokból álló lezárt héjat tartalmaz. Ily módon lehetségessé válik ilyen egyszerű típusú molekulák esetében sok-elektronos problémák tárgyalása is.

A HCl-molekulának *Gombás-Neugebauer*-féle tárgyalásánál, mikor a polarizációs energiát számítják, felhasználnak egy félempirikus paramétert. Ezt kiküszöbölendő *Náray Zsolt* [22] a sajátfüggvények *Hellmann*-féle variációs feltevésével való felvételével kidolgoz egy módszert a kötési energia és a fontosabb molekulaállandók kiszámítására. Eredményei a kísérletekkel jól egyeznek.

Aromás vegyület kötéstávolságainak félempirikus számítását végezték *Pauncz Rezső* és *Berencz Ferenc*, [23], a molekulapálya-módszer alapján. Az atomi pályák lineárkombinációjának módszerét használva meghatározzák az egyes kötések erősségére jellemző kötésrendet. A kötésrend és kötéstávolságok közötti empirikus összefüggést felhasználva, kiszámíthatók az egyes kötésekhez tartozó kötéstávolságok. Az elméleti értékek igen jó egyezést mutatnak a kísérleti értékekkel.

Pauncz Rezső

Szegedi Tudományegyetem Elméleti Fizikai Intézete

IRODALOM

1. Budó Á. M. T. A. III. Oszt. Közleményei. 1. (1951).
2. Budó Á. Acta Phys. Hung. 1, No. 3. 15. (1948).
3. Budó Á. Nature 161, 133, (1948).
4. Budó Á. Journ. of Chem. Phys. 17, 686, (1949).
5. Budó Á. Acta Phys. Hung. 2, 13, (1952).
6. Kövesdi Pál Disszertáció, Szeged. (1950).
7. Th. Neugebauer Annalen der Physik (6), 9, 325 (1951).
8. Neugebauer Th. Naturwissenschaften, 1. füzet (1953).
9. Horváth J. I. Experientia 4, 142, (1948).
10. Horváth J. I. Z. Physik, 129, 56, (1951).
11. Horváth J. I. Acta Phys. Hung. 2, 47, (1952).
12. Horváth J. I. Z. Physik, 132, 565, (1952).
13. Neugebauer Th. Z. Phys. Chem. 200, 162, (1952).
14. Neugebauer Th. Acta Phys. Hung. 2, (1953).
15. Pauncz R. Acta Chem. et Phys. 2, 178, (1949).
16. Pauncz R. Acta Chimica Hung. 2, (1952).
17. Pauncz R. and Berencz F. Acta Phys. Hung. 2, 183, (1952).
18. Pauncz R. und Berencz F. Acta Chimica. Hung. 2. (1953)
19. Horváth J. I. Journ. of Chem. Phys. 16, 951, (1948).
20. Horváth J. I. Journ. of Chem. Phys. 16, 857, (1948).
21. Horváth J. I. Journ. of Chem. Phys. 18, 1115, (1950).
22. Náray Zs. Acta Phys. Hung. 2, 55, (1952).
23. Pauncz R. and Berencz F. Acta Chimica Hung. (sajtó alatt).

Termodinamika és statisztikus mechanika

A termodinamikai vizsgálatok közül *Fényes Imre* alábbi munkáit említjük meg: A mechanika variációs elveinek alkalmazása a termodinamikában [1]. A két szabadsági fokú termodinamikai rendszert formálisan egy két szabadsági fokú és két nem holonom kényszerfeltétellel rendelkező mechanikai rendszernek tekinti. A térfogat (V), nyomás (P), hőmérséklet (T) és entrópia (S) mechanikai analógjai: $q_1 = V$, $p_1 = P$, $q_2 = T$, $p_2 = S$, ahol q általános koordinátát, p általános impulzust jelent. A Hamilton-függvény a belső energiának, a Lagrange-függvény pedig a szabad energiának felel meg. (p_1 és q_2 -nek a termodinamikában nincs explicit szerepe). A nyert formalizmust felhasználja az irreverzibilitás néhány kérdésének magyarázatára és a termodinamika axiomatikus megalapozásával kapcsolatos további lehetőségekre mutat rá. Végül kimutatja, hogy a klasszikus termodinamikának »kvantumossá« általánosításáról (ellentétben *de Broglie* nézetével) nem beszélhetünk. — Egy másik munka az előbbi eredményeihez kapcsolódva, az irreverzibilis termodinamikai folyamatok kvantitatív jellemzésének lehetőségeivel foglalkozik [2]. — Kiegészítések a termodinamika axiomatikus megalapozásához címen megjelent cikksorozat első közleménye az »intenzitásparaméter« fogalmának axiomatikus értelmezésével foglalkozik [3]. A dolgozat a termikus egyensúly és a hőmérséklet axiomáit általánosítja az összes termodinamikai közelhatásokra és intenzitásparaméterekre.

A statisztikus mechanikában *Széll Kálmán* ért el eredményeket. Egyik dolgozatában a relativisztikus Fermi-statisztikával foglalkozik [4]. A degenerált ideális gáz esetét vizsgálja. A módszer, eltérően *Jüttner* korábbi tárgyalásától, nincs kiterjesztve gyenge degeneráció esetére. Másik dolgozatában [5] az egyatomos gázok energiájának fluktuációját számítja ki a Bose- és a Fermi-statisztikában. A sajátértékeket a Bose- és a Fermi-féle eloszlásfüggvények felhasználásával az entrópia-egyenlet alapján veszi számításba.

A nyert eredményeket összehasonlítja *R. Fürth* korábbi számításaival. — Az előbbi vizsgálatokat kiterjeszti többatomos gázok rotációs energiájának fluktuációjára is [6]. Az energia-fluktuációt kis degeneráció esetére két úton határozza meg: egyrészt a Bose-, ill. Fermi-féle eloszlás, másrészt az entrópia-egyenlet felhasználásával.

A kinetikus gázelméletnek elvileg igen jelentős problémájával foglalkozik *Egervári Jenő* és *Turán Pál* két dolgozata [7], [8]. Mivel ezekben a dolgozatokban a fizikusok előtt kevésbé ismert problémáról van szó, kissé részletesebb ismertetést adunk: »Mint jólismert, a kinetikus gázelmélet a gázokat igen nagy n számú (10^{23} nagyságrendű pro dm^3) mozgó részecske összeségének fogja fel. Ha ezek

$$x_{\nu,0}, y_{\nu,0}, z_{\nu,0}, \nu = 1, 2, \dots, n$$

kezdeti koordinátáit és

$$\dot{x}_{\nu,0}, \dot{y}_{\nu,0}, \dot{z}_{\nu,0}$$

kezdősebességeit megadottak vesszük, akkor a mechanika alapelvei szerint a rendszer $t > 0$ időpontokban már meg van határozva. De ilyen módon levezetni a gázok legegyszerűbb tulajdonságait a legnagyobb nehézségekbe ütközött mindmáig. Egy ilyen tulajdonság pl. az, hogy egyáltalán beszélhetünk a gáz sűrűségéről, mely külső behatások nélkül nem függ az időtől »kevés« időponttól eltekintve. Ez azt jelenti, a természet a gázrészecskék összetorlódását csak kevés időpontban engedi meg; ha pl. egy ilyen időpontot választunk kezdeti időpontnak, akkor ebből kiindulva »rövid« időn belül helyreáll az egyensúly, a részecskék »egyenletes« eloszlása a gáztérben. Ezt azonban levezetni a mechanika alapelveiből nem sikerült. Az első ezirányú eredmény *H. Steinhaus* lengyel matematikustól származik, aki egy egyszerű modellel esetén vizsgálta a kérdést. »*Egervári* és *Turán* a következő megállapításokra jutnak: Legyen E egy kocka, melynek falai $x = 0$, $x = \pi$, $y = 0$

$y = \pi, z = 0, z = \pi$. Ebben a kockában tételezzük fel, hogy n részecske van (n nagy). A részecskékről feltételezzük, hogy kiterjedésnélküliek, egyenlő tömegűek, az ütközések a falakon a rugalmas ütközés törvényei szerint folynak le és feltételezzük, hogy a részecskék közt nincsenek sem vonzó-, sem taszítóerők és hogy külső erők sem hatnak a részecskékre. Feltételezzük továbbá, hogy két részecske sohasem ütközhet össze. $t = 0$ -kor a koordináták $x_{v,0}, y_{v,0}, z_{v,0}, v = 1, 2, \dots, n$, önkényesek és a sebességek pl.

$$\begin{aligned} \dot{x}_{v,0} &= (n+v)^2, & \dot{y}_{v,0} &= (n+v)^2 \sqrt{2}, \\ (1) \quad \dot{z}_{v,0} &= (n+v)^2 \sqrt{3}, & v &= 1, 2, \dots, n \end{aligned}$$

Legyen K valamilyen E -ben lévő V_k térfogatú paralelepipedon. Jelöljük $N(t_0, K)$ -val a részecskék számát K -ban $t = t_0$ -kor. A szerzők bebizonyítják, hogy minden $0 \leq t \leq n^{1/4}$ -re, kivéve olyan időintervallumokat, melyek egész hossza nem haladja meg a $c n^{-1/10} (\log n)^2$ -et, (c egy abszolút konstans), nyerjük minden K -ra

$$\left| \frac{N(t_0, K)}{n} - \frac{V_k}{\pi^3} \right| < n^{-1/10}.$$

Az elmélet mutatja, hogy bármilyen a részecskék kezdeti helyzete, ha a sebességek kielégítik (1)-et, az »idő legnagyobb részében« egyensúlyi eloszlás lesz. A szerzők ugyanilyen eredményt nyernek a sebességre vonatkozó különféle más feltételek mellett. Pl.

$$\begin{aligned} \dot{x}_{v,0} &= a(n) (1 + v b(n)) \\ \dot{y}_{v,0} &= a(n) (1 + v b(n)) \sqrt{2} \\ \dot{z}_{v,0} &= a(n) (1 + v b(n)) \sqrt{3} \end{aligned}$$

ahol $a(n) = n^{2/5}$ és $b(n) = n^{-101/100}$

Ugyanilyen eredményt nyernek akkor is, ha rugalmas ütközéseket megengednek két részecske között. »Mindezek az eredmények azért jelentősek, mert megcáfolják azt a hiedelmet, hogy a kinetikus gázelmélet alapkérdéseiben a mechanika alapelvei a részecskék nagy száma miatt nem alkalmazhatók.« Pontosabban azt mutatják ezek a vizsgálatok, hogy a determinisztikus és a statisztikus tárgyalásmódok igenis összeegyeztethetők.

Fényes Imre

Kossuth Lajos Tudományegyetem
Elméleti Fizikai Intézete, Debrecen

IRODALOM

1. Fényes I. Z. Physik. 132. (1952).
2. Fényes I. M. T. A. III. Oszt. Közleményei. 1. (1951).
3. Fényes I. Z. Physik. 134. (1952).
4. Széll K. Hung. Acta Phys. 1. No. 4. (1949).
5. Széll K. J. Chem. Phys. 18. (1950).
6. Széll K. Hung. Acta Phys. 1. No. 6. (1950).
7. Egervári J. és Turán P. Studia Math. 12. (1951).
8. Egervári J. és Turán P. M. T. A. III. Oszt. Közleményei. 1. (1951).

A szilárd anyag elmélete

A szilárd testek vizsgálatának igen nagy jelentősége van mindenütt, ahol az ipar fejlődőben van; a modern technika igen fontos technológiai problémákat vet fel, amelyeket az ilyen irányú fizikai kutatások összekapcsolásával tud csak megoldani. Világos ezek után, hogy a felszabadulás előtt nálunk ilyen irányú kutatások igen gyér számban voltak és főleg elszigetelt jellegűek volt, semmi kapcsolatuk nem volt az aktuális ipari kérdésekkel.

A felszabadulás után merőben megváltozott a helyzet s a fejlődő magyar ipar szükségletei a szilárd testek vizsgálata terén is egyre nagyobb követelményekkel léptek fel.

Az ezirányú kutatásokat — nem egészen élesen — kísérleti és elméleti kutatásokra választjuk szét. Az ipar megtermékenyítő hatását természetesen a kísérleti kutatások érezték meg először, azonban az elméleti kutatások tárgyát is egyre jobban az ipari problémákhoz közelállá témák teszik ki.

A szilárd testek elmélete terén a felszabadulás óta hazánkban végzett kutatásokat a következő két csoportba lehet osztani: 1.) a statisztikus atommodell alapján végzett vizsgálatok, 2.) más kvantummechanikai vizsgálatok.

A statisztikus atommodellel végzett számításokat külön kell kiemelni, mivel ezen a téren olyan iskola alakult ki hazánkban, amelyet világszerte az ilyen jellegű kutatások központjának ismernek el. Ennek az iskolának a szilárd testek tárgykörébe eső munkái a következők:

Gombás Pál az atom statisztikus elméletéből még a felszabadulás előtt egy fémelméletet dolgozott ki. Ezt a fémelméletet továbbfejlesztette, amennyiben az elektronokra fennálló Pauli-elv folytán fellépő tiltást egy potenciállal veszi figyelembe és az egyszerű elektrosztatikus potenciál helyett ezzel a modifikált potenciállal számítja ki a statisztikus atommodell módszerével az alkáli fémek és a földalkáli fémek fontosabb állandóit. [1] Később ezt a fémelméletet az elektronok mellékkvantumszám szerinti csoportosításának statisztikus kezelésével Gombás kiterjesztette a nemesfémekre is. [2]

További bővítése volt ezen elméletnek a fémek állapotegyenletének az elméleti meghatározása, vagyis az addig csak az abszolút nulla hőmérsékletre és nulla nyomásra kifejtett elméletnek magasabb hőmérsékletekre és nagyobb nyomásokra való általánosítása. [3] Ugyancsak ezzel kapcsolatos az alkáli és földalkáli fémek nyomás-

kompresszibilitás görbéjének nagyobb nyomásokra való kiszámítása is. [4]

A Gombás által kidolgozott fémelmélet alapján Kónya Albert az alkáli és földalkáli fémek egy jellemző állandóját, az ú. n. Grüneisen-állandót számította ki, amely az illető fém hő-kiterjedési együtthatójával, térfogatával, kompresszibilitásával és fajhőjével függ össze. [5]

Gáspár Rezső kiterjesztette a számításokat kettőnél több vegyértékelektronnal bíró fémekre, így elsősorban az alumíniumra. [6] A már említett modifikált potenciált sikerült úgy általánosítani, hogy ennek segítségével lehetővé vált az alumíniumfém több jellemző állandójának a tapasztalattal jó egyezésben lévő meghatározása.

Ugyancsak a statisztikus atommodell alapján végzett Hoffmann Tibor számítást a RbI ionkristályra. [7]

A statisztikus atomelmélet alapján végzett számítások mind a fémeknél, mind az ionkristályoknál általában igen jó egyezésben vannak a tapasztalati értékekkel, ami annál is jelentősebb, mert az előforduló számítások igen egyszerűek, csak egy töredékét teszik ki azoknak a számításoknak, amelyeket az egyéb fémelméletek kidolgozása szükségessé tesz.

A szilárd testekre vonatkozó rendszeres vizsgálatok indultak meg egy másik módszer alapján is. E szerint a módszer szerint az elgondolás az, hogy a szilárd testet egy óriás molekulának tekintjük és ennek megfelelően a molekulák kvantummechanikai tárgyalásában használt módszereket alkalmazzuk rá. Természetesen ez a módszer nem képes olyan pontosságú eredményeket lehozni az egyes esetekben, mint pl. a statisztikus elmélet vagy más, csak a szilárd testekre kidolgozott elmélet, viszont elvi magyarázatot ad a szilárd test felépítésének a módjára. Az elmélet ezenkívül több olyan jelenségre tud magyarázatot adni, amely más módszerekkel nehezen közelíthető meg (pl. felületi effektusok, szennyeződések, stb.).

Az ezen a téren végzett vizsgálatokat először Hoffmann Tibor és Kónya Albert egydimenziós, [8] majd Hoffmann Tibor két- és háromdimenziós egyforma atomokból felépült kristályra végezte. [9] Később a vizsgálatokat Hoffmann kiterjesztette különböző összetevőkből álló szilárd testekre (ötvözetekre) egydimenziós, [10] majd két- és háromdimenziós esetre. [11] Az elmélet alkalmazható volt a félvezetők egyes problémáinál fellépő felületi jelenségek megmagyarázására is. [12]

A szilárd testek elméletének egyes különálló tárgykörein időrendi sorrendben a következő kutatások folytak. Neugebauer Tibor a Plotnikow-szórás elméletének egyes kérdéseit világította meg. [13] Egy ipari problémával kapcsolatosan Gombás Pál és Hoffmann Tibor a lumineszkálás mechanizmusára vonatkozó számításokat vég-

zett, amelyekből a lumineszkáló anyagok állandóiralehetett következtetni. [14] Neugebauer Tibor a szupravezetésnél előálló mágneses jelenségekre vonatkozóan végzett vizsgálatokat. [15] Gombás Pál és Hoffmann Tibor szerves láncmolekulák összehúzóódásának a lehetőségére végzett számítást, aminek biokémiai, illetve biológiai vonatkozásai lehetnek. [16] Neugebauer Tibor szilárd testek nullponti rezgésének a realitására vonatkozóan végzett vizsgálatokat. [17] Ugyancsak Neugebauer Tibor végzett kutatásokat a Föld mágneses viselkedésének a magyarázatára, a gravitáció és a mágneseség közötti összefüggést vizsgálva. [18] Schay Géza kristályok hőtágulásának egyszerű tárgyalását adta egy klasszikus modell alapján. [19]

Mint a fentiekből kitűnik, Magyarországon a felszabadulás után a szilárd testek elméletének körében igen tevékeny munka folyt. Az elméletnek azonban egy olyan területe el volt hanyagolva, amely igen fontos fejlődő iparunk szempontjából és amely az elméleti munkákat összekapcsolja a gyakorlati problémákkal. Ez pedig a szilárd testek struktúráról függő tulajdonságainak a vizsgálata, a reális, nem ideális szilárd testek elméleti vizsgálata. Reméljük, hogy a kutatások hamarosan ezen a téren is megindulnak és komoly eredményeket fognak hozni.

Hoffmann Tibor

IRODALOM

1. Gombás P. Hung. Acta Phys. 1, (No. 1.) (1946); Műegyetemi Közlemények, 1, (1947); Nature, 157, 668 (1946); Hung. Acta Phys. 1, (No. 2.) (1947); Gombás P.: Die statistische Theorie des Atoms, Springer Verlag, Bécs, 1949, 299–356. old.
2. Gombás P. Acta Phys. Hung. 1, 301 (1952).
3. Gombás P. Annalen der Physik, 6/9, 70, (1951); M. T. A. III. Oszt. Közleményei, 1, 54 (1951).
4. Gombás P. Phys. Rev. 72, 1123 (1947); 82, 287 (1951).
5. Kónya A. Journal of Chem. Phys. 17, 837 (1949).
6. Gáspár R. Acta Phys. Hung. 2, 31 (1952).
7. Hoffmann T. Phys. Rev. 70, 981 (1946); Hung. Acta Phys. 1, (No. 2.) (1947).
8. Hoffmann T. és Kónya A. Journal of Chem. Phys. 16, 1172, (1948); Acta Phys. Hung. 1, 1 (1950).
9. Hoffmann T. Journal of Chem. Phys. 18, 989 (1950); Acta Phys. Hung. 2, 97 (1952).
10. Hoffmann T. Acta Phys. Hung. 1, 175 (1951).
11. Hoffmann T. Acta Phys. Hung. 2, 107 (1952).
12. Hoffmann T. Acta Phys. Hung. 2, 195 (1952); Fizikai Szemle, 2, 130 (1952).
13. Neugebauer T. Hung. Acta Phys. 1, (No. 4.) (1949).
14. Szigeti Gy. és Nagy E. Műegyetemi Közlemények, 1, (1948).
15. Neugebauer T. Hung. Acta Phys. 1, (No. 4.) (1949).
16. Gombás P. és Hoffmann T. Journal of Chem. Phys. 18, 563 (1950).
17. Neugebauer T. Acta Phys. Hung. 1, 157 (1951).
18. Neugebauer T. Időjárás, 54, 322 (1950); Acta Phys. Hung. 1, 151 (1951); M. T. A. III. Oszt. Közleményei, 1, 73 (1951).
19. Schay G. M. T. A. VII. Oszt. Közleményei, 1, 103. (1952).

Félvezetőkutatás

I

A magyar félvezetőkutatás majdnem olyan hosszú múltra tekinthet vissza, mint a külföldi irányú kutatás.

A kolozsvári egyetem első fizika professzora: *Abt Antal* (1828–1902) számos értekezésében foglalkozott félvezetőkkel. Értekezései részben hazai, részben külföldi folyóiratokban jelentek meg. Eredményeit a külföldi nevesebb félvezető-kutatók is ismerik — jobban, mint a hazaiak. Értekezéseiben ásványi oxidok, szulfidok (különösen vas) tulajdonságait vizsgálta: elektromos vezető-képességüket, hővezetőképességüket; termo-elektromos vizsgálatokat végzett, továbbá fájhőjüket mérte, azután mágneses tulajdonságait. Az ő problémáit persze korának színvonalán kell néznünk. Ezt annál is inkább meg kell értenünk, hiszen a félvezetők eredményei valójában a legutolsó húsz évben születtek meg, úgy, ahogy azt ma ismerjük.

A magyar félvezetőkutatás egyik régebbi művelője *Gyulai Zoltán*. Tudományos pályája szintén Kolozsváron indul el. Első értekezése is a félvezetők területére esik: Hallwachs-effektus szelénen (1912). Az első világháború után Göttingenbe menve (1924–26) bekapcsolódik a *Pohl*-féle intézet vizsgálati témáiba s ezen évek eredménye számos dolgozat. Ezek az eredmények átmentek az irodalomba s minden alapvető könyvben megtalálhatók. A göttingeni dolgozatoknak a legfőbb eredménye a következő: a színezett NaCl kristályok belső fényelektromos hatást mutatnak; ennek a spektrális eloszlása párhuzamos menetet mutat az abszorpciós görbével. Az elnyelt fénykvantumok számával arányos a kiváltott elektronok száma. Az elnyelt fény a kristályt gerjesztett állapotba viszi, amely állapot megváltoztatja az abszorpciós színeképet és a fényelektromos áram spektrális eloszlását is. Kék és viola kőson is kiméri az abszorpciót, továbbá vizsgálja a fényelektromos vezetést. Megállapítja, hogy alkáli gőzben az alkálihalogenidek igen jól festhetők; kiméri ezek abszorpcióját. Nagyon jelentősek azok a vizsgálatai, amelyekben az alkálihalogenidek diszperzióját az ultra-viola tartományban mérte ki. E vizsgálatai nagyon fontos alapját képezték az ú. n. T optika kiépítésének. A göttingeni vizsgálatok után Szegeden folytatja tovább munkáját. *Harthly*-val együtt észleli a plasztikus deformáció hatását a kristályok vezetésére. A nyomás hatása alatt fellépő áramugrásokkal igazolást vélt adni a vezetésről alkotott Smekal-féle felfogásnak, amely szerint a vezetést ú. n. laza ionok okozzák. E vizsgálatok akkor is feltűntek, s éppen az amerikai folyóiratokból legújabbban nyert értesülések szerint ma ismét aktuálisak lettek. Szegeden a fő problémája az alkálihalogenidekben való vezetés, továbbá itt kezdi meg kristálynövekedési vizsgálatait.

A nyomási effektussal kapcsolatosan, — tekintettel arra, hogy ennek értelmezése miatt Joffe-val vita folyt — további vizsgálatokat folytat s minden oldalú nyomás alkalmazásával igazolja a hatás értelmezésének helyességét. Ólomklorid vezetésének vizsgálatánál kimutatja, hogy a KCl adalék lecsökkenti az ú. n. vezetési ionkioldási munkát. Additíve festett, továbbá elszíntelenített kristályok vezetésének vizsgálatával sok fontos jelenséget észlel: észleli például, hogy olyan kioldási munkaértékek is adódnak, amilyeneket tiszta kristályoknál az irodalomban nem közöltek. Észleli, hogy elszíntelenített kristályoknál bizonyos körülmények között nem áll az Ohm-törvény. Vizsgálat tárgyává teszi továbbá a pasztillák vezetését, valamint a pasztillákban végbemenő rekristallizációs folyamatokat. Egyik ilyen dolgozatában megkísérli a NaCl alacsony és magas hőmérsékleti vezetésének kioldási munkáját a 10,300 és 23,000 értéket értelmezni: az első úgy értelmezi, mint amely egy hibás kristályhelyen lévő ion kioldási munkája, a másik egy rácsioné. A pasztilláknál bizonyos hőmérsékleti intervallumokban áramingadozásokat észlel; ezeket azután később egyik tanítványa értelmezi. Az első kristály növekedési munkájában a Kossel-féle kristálynövekedési elméletet igazolta NaCl és KCl kristályok növekedésénél. A szegedi éveket követően Debrecenben, Kolozsváron, majd a budapesti Műszaki Egyetemen folytatja vizsgálatait, immáron több tanítványával együtt a következő témákban: elektromos vezetés, fényelektromos vezetés, kristálynövekedés, foszforeszcencia jelenségek, termo-elektromos jelenségek félvezetők között. Szegeden kapcsolódik vizsgálataihoz két tanítványa *Tomka Pál* és *Boros János*, Debrecenben pedig *Tarján Imre*. *Tomka Pál* vizsgálatai a fényelektromosság, valamint az elektromos vezetés területére esnek.

Az első — *Gyulaival* közös — munkájában *Tomka* tisztázza azt a nem egyező észlelést, ami röntgenezett NaCl fényelektromos vezetése körül merült fel, *Arsenjava* és *Gyulai* között. Kimutatja, hogy a fényelektromos vezetésnél szerepet játszanak az ú. n. Na fémkolloidok, amelyek bizonyos idő múlva jelentkeznek a kristályban. Disszertációban tisztázza a pasztillákban fellépő áramingadozások kérdését: az áramingadozásokban szerepet játszik a pasztillát felépítő krisztallitok felületén adszorbeált víz. A további vizsgálataiban az Ohm-törvénytől való eltérés kérdésével foglalkozik.

Boros János vezetési vizsgálatokkal foglalkozik. Első — *Gyulaival* közös — munkájában a plasztikus deformáció hatása alatt fellépő ú. n. kristálmerevülés hőkezelés folytán való megszűnésével foglalkozik. Disszertációjának tárgya vékony kősórétegek vezetése. A vezetés hőmérsékleti függésére olyan értékeket kap, amelyek egykristályoknál ritkán adódnak. Egy további

— szintén Gyulaival közös — munkájában kimutatja, hogy a vezetésnél fellépő nyomáseffektus additíve színezett kristályoknál nagyobb, mint a tiszta kristályoknál. Az áramnövekedés a színes centrumokról leszakított elektronokkal értelmezhető. A prágai Guden intézetében V_2O_5 kristályokon végzett vizsgálataiban kimutatta, hogy optikai (abszorpció) és elektromos úton (vezetőképesség) ez esetben nyerhető egy ú. n. zavaró nívó. A további vizsgálataiban ezt ki-terjesztette az alkálihalogenidekre.

Tarján Imre területe a kristálynövekedés, valamint a fényelektromos vezetés. Disszertációjában vizsgálat alá vette a kolloidokat tartalmazó NaCl kristályok fényabszorpcióját, valamint fényelektromos tulajdonságait. Gyulaival és Zimonyival együtt Budapesten végzett vizsgálataival eljárásokat dolgozott ki kvarckristályok honi mesterséges növesztésére.

A magyar félvezetőkutatás másik reprezentatív személye Selényi Pál. Sokoldalú munkásságának egy nagyon fontos területe éppen a félvezetők. E vizsgálatait — a többiek mellett — külföldön is jól ismerik és elismerik. Kőrösy Ferencsel együtt egyike az elsőeknek a külföldi irodalomban is, aki foglalkozni kezd a fényelemmel. 1931-ben a német Fizikai Társulat VII. vándorgyűlésén már saját vizsgálataikat ismertetik. Itt megállapítják, hogy a megvilágításnál keletkezett fotóáram a fényintenzitással arányos; a nyerhető maximális feszültség a zárórétegen az Einstein-féle egyenletből nyerhető. A fényelem működésére egy modellt adnak: úgy működik, mint egymással párhuzamosan kapcsolt fotócella, egyenirányító és kapacitás, amely után még sorosan kapcsolt ellenállás van. Vizsgálataik alapján a Tungstram gyár megkezdi fényelemek gyártását. Elsőnek ő észleli a röntgensugarak által keltett hatást a fényelemekben. Ő készíti az első fénymérő berendezést, amely fényelemmel működik. A magyar szárazegyenirányító gyártás az ő tudományos útmutatása és vezetése mellett indult meg. Az egyenirányítás jelenségének értelmezésére elméletet dolgoz ki. Tapasztalatai szerint bebizonyítottak véli, hogy az egyenirányítóknál a szelén és az ellenelektroda között valóban van egy anyagi záróréteg, amely a készítésnél keletkezik bizonyos folyamatoknál. Ezzel a záróréteggel szerinte a szelén-egyenirányító legtöbb tulajdonsága egyszerűen magyarázható. További kutatásainál azután új jelenségeket észlel és ezeket értelmezi. Az egyik általa először észlelt hatás abban áll, hogy az egyenirányító tárcsa meghajlításával a záróirányú áram növekedést mutat, amely az időben azután lecsökken. A hatást ő ugyanúgy értelmezi, mint Gyulai a kristályoknál észlelt nyomási effektust. A továbbiakban a higanygőz hatását észleli a szelénegyenirányítóknál, valamint észleli azt, hogy a szelénfényelemek higanygőzzel szenzibilizálhatók: az ultravörös érzékenyséjük megnövekszik.

Az előadottak alapján áttekintést kaphatunk

a magyar félvezető kutatás egy részéről. A gyakorlati élet nagy figyelemmel kíséri e területen folyó vizsgálatokat a világ minden részében. Nem túlozunk akkor, ha azt állítjuk, hogy egy nap laboratóriumi eredményeit a következő napon már az ipar fel tudja használni. Ennek a tudatában is van mindenki, aki a szilárd testek fizikájának területén dolgozik.

Boros János

Műszaki Egyetem Kísérleti Fizikai Intézete

IRODALOM

1. Gyulai—Tomka Z. Phys. 125. 1949, 505.
2. Gyulai Z. Phys. 125. 1947, 1.
3. Gyulai Acta Bolyai, 1946. 1. 8
4. Gyulai MTA III. Oszt. Közl. 1951, 1, 1, 10.
5. Gyulai Act. Phys. Hung., 1. 1952, 199.
6. Gyulai—Morlin Fiz. Szemle 2. 1952, 121.
7. Gyulai—Szilvási Fiz. Szemle, 2. 1952, 133.
8. Tomka Acta Phys. Hung. 2. 1952, 209.
9. Tomka MTA III. Oszt. Közl. sajtó alatt.
10. Boros Z. Phys. 126, 1949, 721.
11. Boros Fiz. Szemle, 2. 1952, 34.
12. Boros—Sibalszky Acta Phys. Hung. 2. 1953. 277.

II.

A Szegedi Egyetemi Kísérleti Fizikai Intézetben a felszabadulás után kétirányú kutatás folyt.

A kutatások egyik iránya a szilárd testek félvezető és fotoelektromos tulajdonságainak vizsgálata volt. Az infravörösben érzékeny ólomszulfid és a látható fénnel szemben rendkívül érzékeny ólomszelenid fotoelektromos tulajdonságainak vizsgálatából kiderült, hogy a vákuumszublimációval előállított félvezetők érzékenysége hasonló a kristálynövesztéssel, ill. a kémiai eljárással előállított félvezetőkéhez. [1] (A további vizsgálatok az ultravörös monochromátor, ill. spektroszkópiai tisztaságú alapanyagok hiányában szünetelnek.)

A ferroszilícium félvezető tulajdonságait illetően megvizsgálták a rendelkezésükre álló leg-tisztább (96%-os) szilíciumtartalmú ferroszilíciumot természetes állapotában, majd a mesterséges szilíciumötvözetnél szokásos módhoz hasonló hőkezelésnek vetették alá és azt tapasztalták, hogy mindkét esetben vegyes félvezetőnek mutatkozik, amelyben a p-típusú töltéshordozók vannak túlsúlyban. A töltéshordozók száma a hőkezelés hatására egy nagyságrenddel nő. [2]

A zselatinos festékfoszfór fotoelektromos vizsgálataiból kiderült, hogy a festékfoszfór ugyanazokat az elektronokat emittálja, amelyek a vezetésben vesznek részt [3] és a hosszúhullámú határ az ultrabolya-spektrumtartományba esik. [4] Mérhető fotovezetés csak víztelenített állapotban mutatkozik. [5] A zselatinos festékfoszfór vezetését illetően kimutatták, hogy az elektronvezetés mellett igen kis mértékű ionvezetés is fennáll. [6] A zselatinos festékfoszfór termoerejének vizsgálata azt eredményezte, hogy a festékfoszfór összetett félvezetőnek fogható fel, amelyben a festékfoszfór p-típusú zavarási helyként, a zselatinszennyezés pedig n-típusú helyként működik. A víztartalom csökkentésével a zavarási helyek

ionizálhatósága nő. Kedvezőtlen aszimmetrikus vezetés is tapasztalható. [7]

A kutatások másik iránya organikus molekulák lumineszcenciájának vizsgálata volt. A vizsgálatok egy csoportja a szilárd festékkoldatok abszorpciójának és emissziójának problémáival foglalkozott. Az abszorpciómérésekből kiderült, hogy a szilárd oldat tulajdonságainak kialakításában igen fontos annak a vizes festékkoldatnak a koncentrációja, amellyel a festék a szilárd preparátumba kerül. [8] Ezt a megállapítást az emissziómérések is alátámasztották. [9] Mindkét vizsgálat eredménye arra a következtetésre vezetett, hogy a folyékony oldatokban az ionok asszociált állapotban vannak és megszilárdulásukkor ebben az állapotban lényeges változás nem történik. Az emissziós spektrum sávjainak analizisénél mutatkozó nehézségek hívták fel a figyelmet az önabszorpcióra, amelynek elméleti megfontolások alapján való figyelembevétele a kísérleti eredményekkel teljesen egyező eredményt adott. [10] Az önabszorpció okozta öngerjesztést új módszerrel sikerült közvetlenül is kimutatni. [11] Az abszorpció és emissziós spektrumok lúgos és savas közeg hatására történő változásainak figyelembevételével megállapítható volt, hogy az acridine orange NO festéknél a fluoreszcenciaemisszió az egyik tautomér módosulatlannak tulajdonítható. [12]

A lumineszcenciakutatások másik csoportja az ú. n. előgerjesztési jelenség vizsgálatára irányult. Ezzel kapcsolatban több munka foglalkozott az előgerjesztési jelenség koncentráció- és hőmérsékletfüggésének megállapításával és a tapasztalatok értelmezésével. [13] Ugyancsak több munka foglalkozott gerjesztési problémákkal is. [14] Ezekből a telíterjesztési idő hőmérséklet- és koncentrációfüggése alapján, figyelembevéve az előgerjesztési jelenség vizsgálata során adódó eredményeket, a molekulák fénybesugárzásra bekövetkező mechanikai értelemben vett orientációjára lehetett következtetni. Az inverz jelenség — az orientált molekulák poláros fényre gyakorolt hatása — is kimutatható volt. [15] Az alapanyagként szereplő zselatin kristályoptikai vizsgálata bizonyos újabb adatokat szolgáltatott a zselatin szerkezetéről. [16]

Szalay László

Szegedi Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Intézete

IRODALOM

1. Gombay Lajos: Előadás az I. Magyar Fizikus Vándorgyűlésen. 1951.
2. Gombay Lajos és Láng János: Fizikai Szemle. 2. (19 2) 135.
3. Gombay Lajos: Acta Chem. Phys. Univ. Szeged, 2. (1948) 1.
4. Gombay Lajos: Acta Chem. Phys. Univ. Szeged, 2. (1948) 125.
5. Gombay Lajos: Acta Chem. Phys. Univ. Szeged, 2. (1949) 196.
6. Gombay Lajos: Acta Chem. Phys. Univ. Szeged, 2. (1950) 241.
7. Gombay Lajos: Megjelenőben.
8. Fröhlich Pál és Szőr Péter: Acta Chem. Phys. Univ. Szeged, 2. (1949) 61.
9. Szász Gábor: Disszertáció, Szeged, 1950.
10. Fröhlich Pál és Szőr Péter: Acta Chem. Phys. Univ. Szeged, 2. (1950).

11. Szalay László és Szöllősy László: Acta Chem. Phys. Univ. Szeged, 2. (1950) 259.

12. Szőr Péter: Acta Chem. Phys. Univ. Szeged, 2. (1950) 249.

13. Szalay László: Acta Chem. Phys. Univ. Szeged, 2. (1948) 11; Fröhlich Pál és Szalay László: Acta Chem. Phys. Univ. Szeged, 2. (1948) 111; Research 2. (1950) 245.

14. Szalay László: Acta Chem. Phys. Univ. Szeged, 2. (1948) 119; 2. (1950) 244.

15. Szalay László: Acta Chem. Phys. Univ. Szeged, 2. (1950) 255.

16. Grasselly Gyula és Szalay László: Acta Chem. Phys. Univ. Szeged, 2. (1950) 262; Magyar Kémiai Folyóirat 56. (1950) 325.

III.

Az Egyesült Izzólámpa és Villamossági Rt. kutatólaboratóriumában a felszabadulás után újra meginduló kutatás a szilárd testek lumineszkálásának tanulmányozását tűzte ki első feladatául. E kérdés problémáinak tisztázása mind gyakorlati, mind elméleti szempontból rendkívül fontossággal bír. Gyakorlati szempontból azért lényeges, mert a lumineszkálás ma már fontos ipari alkalmazást nyer a katódsugárcsőveken kívül a fénycsövekben is. A fénycsövekben sikerült ugyanis először a lumineszkálás alkalmazásával közönséges világításra gázkisülést alkalmazni. A fénycső egyrészt az elektromos energiát kb. háromszor jobb hatásfokkal alakítja látható sugárzássá, mint az izzólámpa, másrészt a lumineszkáló por alkalmas megválasztásával a lámpa színe a nappali világítást sokkal jobban megközelítheti, mint a többi mestreséges fényforrás. A fénycsöveknek további tökéletesítését és fejlesztését viszont csak a lumineszkálás folyamatainak megismerése teszi lehetővé. Másrészt a lumineszkálás vizsgálata a szilárd testek elméletének elmélyítésére kell, hogy vezessen. Hiszen elég arra utalnunk, hogy a gázok atomjainak és molekuláinak elmélete is azok világításának (spektrumaiknak) vizsgálatából indult ki.

A kutatólaboratórium dolgozói azt a célt tűzték ki első feladatuk, hogy mindenek előtt lehetőleg egy anyagra összpontosítsák kutatásukat, arról szerezzenek minél több kísérleti adatot, hogy az így szerzett tapasztalatokból ez az anyag világításának technikáját teljesen felderítsék. Ez az anyag a mangánnal aktivált cinkszilikát (willemit) volt.

Az első vizsgálatok a willemit emissziós spektrumának felvételére irányultak. A vizsgálatokat Szigeti György és Nagy Elemér végezték. [1,2] Az általuk összeállított berendezéssel újfajta kiegyenlítési módszer segítségével nagy pontossággal vették fel az emissziós spektrumot. Azt találták, hogy e spektrum sávokra bontható, mely sávok mindegyike a fotonszámnak frekvenciafüggésében igen jól megközelíthető egy-egy Gauss féle haranggörbével. E felbontás abból a feltevésből indult ki, hogy a különböző sávok esetleg más és más világítási processzust képviselnek. Már ismeretes volt, hogy egyes anyagoknál a fluoreszcencia és a foszforeszcencia színe különböző lehet.

Így vált szükségessé a lumineszkálás időbeli kialakulásának vizsgálata. Ezt a feladatot Gergely

György oldotta meg. [3, 4, 5] Olyan berendezést konstruált, melynek felbontóképessége lehetővé tette a foszforeszcencia igen gyors időbeli változásának regisztrálását is. Tapasztalata szerint a willemit lumineszkálásának kialakása több exponenciális függvényből tevődik össze. Első méréseit fényképezéssel végezte, később *Valkó Iván Péterrel* [6] együtt sikerült új elektronikus kompenzáló módszert kidolgozniuk ezen exponenciális függvények meghatározására.

Ezen méréseknek az előbbi mérésekkel való összevetése arra mutatott, hogy a különböző exponenciális görbék a különböző sávok különböző kialakásából származhatnak. *Nagynak* és *Gergelynek* ez irányban végzett kísérletei, az emissziós spektrumnak foszforeszcenciában való felvételével ezt a sejtést teljes mértékben igazolták és így a felbontásnál az egyes sávoknak fizikai realitását tökéletesen bebizonyították. [7, 8, 9]

KMnO_4 és K_2MnO_4 vizes oldatán végzett abszorpciós mérések is ezt alátámasztó eredményekkel végeztek. Az ezen anyagokon tapasztalt elnyelési sávokat mind hely szempontjából, mind alakra sikerült *Makai Endrének* a willemit két emissziós sávjával azonosítani. Ezzel azt az egészen új lehetőséget vetette fel, hogy a lumineszkáló centrumok MnO_4^- és MnO_4^{2-} konfigurációk kell, hogy legyenek. [10, 11]

Szigeti és *Nagy* méréseiket az emissziós spektrumoknak hőmérséklettől való függésére is kiterjesztették. [2] A lumineszkálás köztudomásúlag magas hőmérsékleten megszűnik. Kiderült, hogy a világítóképesség lecsökkenésének törvényszerűségeit csak spektrális felbontással szabad vizsgálni, mert az emissziós sávok a magasabb hőmérsékleteken kiszélesednek. [12] *Szigeti* és *Nagy* ugyanezen időben az anyag dielektromos veszteségének hőmérsékletfüggését is vizsgálták. Sikerült összefüggést találniuk a világítóképesség csökkenésének és a dielektromos tényező növekedésének törvényszerűségei között. [2, 13] Ez az addig teljesen ismeretlen összefüggés a willemit világítás-technikájának magyarázatához feltétlenül alapvető fontosságú.

A lumineszkálás mechanizmusának megismeréséhez járható útnak a következőkben az mutatkozott, hogy az eddigi mérési eredményeknek az aktivátor és esetleges szennyezéstartalomtól való függését vizsgálják meg. E hosszadalmas méréseket különböző Mn-aktivátor és Fe szennyezéstartalom esetén *Nagy* végezte el. [14, 15, 16]

A világítóképesség függésének vizsgálata az aktivátortól és szennyezéstől való sok új problémát vetett fel. A világítóképesség csökkenésének különböző lehetséges okait sikerült *Nagy Elemérnek* és *Bodó Zalánnak* elvileg tisztázniuk. [17] Az egyes tényezők szétválasztása újabb kísérletek elvégzését tette szükségessé.

Mindenek előtt szükségessé vált az ultraibolya abszorpciós együtthatónak a megállapítása. Mivel porszerű anyagról van szó, ennek meghatározására új mérési módszert kellett kidolgozni.

Bodónak sikerült a porszerű anyagok diffúz reflexiójának kísérleti és elméleti tisztázásával az abszorpciós együtthatókat és azoknak a koncentrációtól való függését meghatározni [18, 19, 20, 21, 22]. Az ezirányú vizsgálatok fényt derítettek a por szemcsenagyságának szerepére is.

Szükségessé vált az egyes anyagokra a fényátalakítás abszolút hatásfokának megmérése is. Az irodalomban folyadékokra ismertett berendezés továbbfejlesztésével e méréseket a porokra ugyancsak *Bodó* végezte el. [23]

Ezen újabb mérések tekintetbevételével *Nagy* és *Bodó* a világítóképesség törvényszerűségére olyan hipotézist állítottak fel, ami a mérési eredmények jó részének magyarázatára alkalmasnak mutatkozott. [17]

A mérési eredmények további értelmezésének lehetőségét *Nagynak* a centrumokra vonatkozó elméleti vizsgálatai fektették le. [24] Ezen elméleti megfontolások újabb kísérletek elvégzésére ösztönöztek, mely mérések elvégzése folyamatban van.

Összefoglalva, az Egyesült Izzólámpa és Villamossági Rt. kutatólaboratóriuma a felszabadulása óta igen nagy lépéseket tett abba az irányba, hogy legalább egy szilárd anyagnál, a willemitnél a lumineszkálás magyarázatát tisztázza. Az ezzel kapcsolatban kidolgozott új mérési módszerek pedig alkalmasak lesznek további fluoreszkáló és félvezető anyagok vizsgálatára és így remélhetőleg nagyban hozzá fognak járulni a szilárd testek fizikájának további fejlesztéséhez. [25, 26, 27, 28]

Bodó Zsolt,
Egyesült Izzó

IRODALOM

1. *Szigeti*: Elektrotechnika, 4—5. sz. (1947).
2. *Szigeti, Nagy*: Műegyetemi Közlemények, 1. 117 (1948).
3. *Gergely*: J. Opt. Soc. Am. 40. 356 (1950).
4. *Gergely*: Acta Phys. Hung. 1. 197 (1951).
5. *Gergely*: M. T. A. III. O. Közl. 2. 207 (1952).
6. *Valkó—Gergely*: Acta Phys. Hung. 1. 261 (1951).
7. *Nagy—Gergely*: Acta Phys. Hung. 1. 127 (1951).
8. *Nagy—Gergely*: M. T. A. III. O. Közl. 2. 201 (1952).
9. *Nagy*: J. Opt. Soc. Am. 40. 407 (1950).
10. *Szigeti, Nagy, Makai*: Journal Chem. Phys. 15. 881 (1947).
11. *Makai*: J. Electrochem. Soc. 95. 107 (1949).
12. *Bodó*: J. Opt. Soc. Am. 38. 815 (1948).
13. *Szigeti, Nagy*: Nature, 160. 641 (1947).
14. *Nagy*: J. Opt. Soc. Am. 39. 42 (1949).
15. *Nagy*: Acta Phys. Hung. 1. 115. (1951).
16. *Nagy*: Acta Phys. Hung. 2. 289 (1952).
17. *Nagy, Bodó*: Acta Phys. Hung. 2. 175 (1952).
18. *Bodó*: Acta Phys. Hung. 1. 135 (1951).
19. *Bodó*: M. T. A. III. O. Közl. 2. 239 (1952).
20. *Bodó*: Acta Phys. Hung. 2. 5. (1952).
21. *Bodó*: M. T. A. III. O. Közl. 2. 253 (1952).
22. *Bodó*: M. T. A. III. O. Közl. 1. 140 (1952).
23. *Bodó*: Fiz. Szemle 2. 1952. 138.
24. *Nagy*: Fiz. Szemle 2. 1952. 153.
25. *Szigeti*: M. T. A. VI. O. Közl. 4. 139 (1952).
26. *Bodó*: M. T. A. VI. O. Közl. 4. 151 (1952).
27. *Szigeti*: M. T. A. III. O. Közl. 1. 30 (1951).
28. *Nagy*: M. T. A. III. O. Közl. 1. 47 (1951).

FIZIKAI SZEMLE

Az

Eötvös Loránd

Fizikai Társulat

Lapja

TARTALOMJEGYZÉK:

AZ I. MAGYAR FIZIKUSKONGRESSZUS

Károlyházi Frigyes: A foton

Bardócz Árpád: Ipari emissziós színeképelemzés

Kedves Miklós: Tükörképek és egyéb jelenségek üvegesőben

A KÖZÉPISKOLAI TANÁR LABORATÓRIUMÁBÓL

V. F. Juszkovics: A politechnikai képzés kérdései a középiskolai fizika-tanításban

EGYESÜLETI ÉLET



Felelős szerkesztő: Szamosi Géza

Szerkesztőbizottság:

**Csekő Árpád, Faragó Péter, Gáspár Rezső, Kocsis László, Marx György, Szamosi Géza,
Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Vermes Miklós**

Szerkesztőbizottság titkára: Turiné Frank Zsuzsa

Szerkesztőség: Budapest, V., Reáltanoda-utca 13—15. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő: 187-423

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó Budapest, V., Alkotmány-utca 21.
Távbeszélő: 424-595 424-589, 113-823, 420-538

Felelős kiadó: Mestyán János

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat
Budapest, V., József nádor-tér 1. Telefon: 180-850

Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat József nádor-tér 1, üzlethelyiség. Telefon: 183-022

Előfizetés egy évre 30,—, félévre 15,— Ft; egyes szám ára 6,—Ft

Megjelenik évente hatszor

СОДЕРЖАНИЕ

Первый съезд венгерских физиков

Ф. Каройхази: Фотон

А. Бардоц: Промышленная эмиссионная спектроскопия

М. Кедвеш: Зеркальные изображения, и подобные
явления в стеклянных трубах

Из лаборатории учителя средней школы

В. Ф. Юскович: Вопросы политехнического воспитания возникающие в
связи с преподаванием физики в средней школе

Из жизни общества физиков

A kiadásért felel: Mestyán János

Műszaki felelős: Tóth Ferenc

A kézirat beérkezett 1953 VII. 14—IX. 8. Pédányszám: 1600. Terjedelem: 4 (A/5) ív 11 ábrával

Ez a folyóirat MNOSZ 3405 és 5602Á szerint készült

Akadémiai nyomda, Gerlóczy-utca 2. — 25943/53 — Felelős vezető: ifj. Puskás Ferenc

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

III. évfolyam

4. szám

1953 október

Az I. Magyar Fizikus Kongresszus

Augusztus utolsó hetében zajlott le Budapesten a magyar fizikusok első kongresszusa. A Kongresszust a Magyar Tudományos Akadémia és az Eötvös Loránd Fizikai Társulat rendezte.

Mint ismeretes, hazánkban a felszabadulás előtt is dolgoztak és alkottak kiváló tehetségű fizikusok. Azonban az akkori viszonyok között munkájuk elszigetelten, magányosan folyt. Gondolni sem lehetett arra, hogy egy nemzetközi méretekben jelentős tudományos kongresszus foglalkozzék a magyar fizika helyzetével és eredményeivel.

A felszabadulás után Népköztársaságunk kormányzatának és a Magyar Dolgozók Pártjának tervszerű gondoskodása és segítsége új életre keltette és virágzóvá fejlesztette a magyar fizikát. Ilyenformán már 1951-ben megrendezhettük az I. Magyar Fizikus Vándorgyűlést Pécsen. Ennek és a következő évben Debrecenben megtartott II. Fizikus Vándorgyűlésnek nagy sikere még élénken él a kartársak emlékezetében.

A magyar fizika további fejlődése lehetővé tette, hogy ebben az esztendőben a Szovjetunió és a többi népi demokratikus országok küldötteinek közreműködésével megrendezhessük az I. Magyar Fizikus Kongresszust.

A Kongresszus tudományos anyaga a következő témakörök köré csoportosult:

1. Kvantummechanikai közelítő módszerek.
2. Spektroszkópia.
3. Magfizika.
4. A kvantumelmélet elvi kérdései.
5. Szilárd testek fizikája.

A Kongresszus, melynek eseményeiről, előadásairól az alábbiakban számolunk be, külsőségeiben is méltó keretek között zajlott le. Az előadásokat a Műszaki Egyetem vegyészeti karának nemrég épült, nagy befogadóképességű, kitűnően felszerelt modern és díszes előadótermében tartották meg.

A Kongresszust hétfő reggel nagy érdeklődés mellett *Osztrovsky György* akadémikus, a Magyar Tudományos Akadémia főtitkára nyitotta meg.

Üdvözölte a Kongresszus résztvevőit és vendégeit, majd felolvasta a Kongresszushoz érkezett üdvözlő táviratokat. Ezután a Kongresszusra érkezett tudományos küldöttségek vezetői emelkedtek szólásra. Elsőnek *Sz. Szczeniowski* professzor a posnani egyetem prorektora, a lengyel országgyűlés képviselője, majd *V. Petržilka*, a Prágai Károly Egyetem tanára, a Csehszlovák Tudományos Akadémia atomfizikai laboratóriumának igazgatója és *R. Kaisev* Dimitrov-díjas professzor, a Bolgár Tudományos Akadémia lev. tagja, a Szófiai Fizikai Intézet igazgatója üdvözölte a Kongresszust. A szovjet küldöttség, melynek tagjai *V. A. Fok* Sztálin-díjas akadémikus és *V. L. Ljovsin* kétszeres Sztálin-díjas fizikus csak hétfőn délben érkeztek meg és ezért *V. A. Fok* professzor Sztálin-díjas akadémikus üdvözlő beszéde a keddi ülésen hangzott el.

— Mi rendkívül helyeseljük és támogatjuk a tudósok együttműködését. Ezért melegen üdvözljük a Magyar Tudományos Akadémia értékes kezdeményezését: az I. Magyar Fizikus Kongresszus összehívását, amely elősegíti tudományos kapcsolataink kimélyülését. Szívvel üdvözljük a Kongresszust és munkájához sok sikert kívánunk, — mondotta *Fok* akadémikus.

Az üdvözlő beszédek után az ünnepélyes megnyitó előadást *Novobátsky Károly* kétszeres Kossuth-díjas akadémikus tartotta »A hazai fizika helyzete a múltban és ma« címmel.

— Az I. Magyar Fizikus Kongresszuson jellegzetes képet adni a magyar fizika múltjáról és jelenéről szükséges és hálás feladat, — mondotta *Novobátsky* akadémikus. Szükséges, mert messze nem önmagáért beszél a következtetések és tanulságok vonatkozásában a társadalom szociális szerkezetének és a tudománynak kölcsönhatásáról. Hálás feladat, mert sikerekről számolhatunk be, melyek öntudatos szervezés eredményei, feltétlenül reálisak és tele vannak a jövő ígéretével. A magyar fizikának, épp úgy, mint a magyar matematikának van multja a nemzeti organizmus fejlődéstörténetében. A mult fizikája meghúzódik *Jedlik Ányos*, *Eötvös Loránd* és még egy-két szerényebb kutató la oratóriumában, távol attól a felismeréstől,

hogy vezető szerepet kellene játszania a népgazdaság és a nemzeti kultúra szolgálatában. A közszellem nem volt bátorító. Hogyan lehetne másképp megmagyarázni, hogy Jedlik és munkatársai megelégszenek a dinamóprobléma laboratóriumi megoldásával és kísérletet sem tesznek a nagyvonalú technika megvalósítására. Hogy lehet másképp megérteni, hogy maga Eötvös is, ki teljes tudatában volt alkotása értékének, csak féllábbal és kellenül lép át laboratóriuma küszöbét, ingájának gyakorlati átdolgozását inkább munkatársaira bízva.

A természettudós idegennek érezte magát hazájában. Valami nemzetséértő kishitűség nehezedett a magyar természettudományra, az ország készséggel importálta a nyugati kultúrát, tömegesen a műszaki készárút. »Jobban csinálja ezt a nyugat« szállóigés frázissá vált. A külföldre szorult magyar tudósok és mérnökök pedig, akik közül akárhányan ma is világhírnévnek örvendenek, más nemzetek tudományát és gazdaságát gyarapították tudásukkal.

Ezután Novobátzky professzor elismeréssel emlékezett meg a magyar tudomány hőseiről, azokról a fizetéstelen gyakornokokról és magántanárokról, kik az egyetemek könyvtáraiban és laboratóriumaiiban önzetlen munkával ébren tartották a tudományt. Értékelte Jedlik és Eötvös, valamint Schmid Rezső, Gerő Loránd és Bródy Imre úttörő munkáit, majd a következőképpen folytatta beszédét:

— Ma tisztán látjuk, hogy a tudomány öncélúságának hitvallása egy üres szentségtartó imádata. A mai magyar fizika a szocializmus építésében találja meg méltó hivatását. A szocializmus építése hihetetlenül sokrétű állami programot jelent és az egész magyar tudomány beleállítása ennek a programnak az irányvonalába az újjászületett Magyar Tudományos Akadémia érdeme. A mult széthulló fizikai kutatása ma egységes mederben folyik. Ma minden kutató fizikus tisztán látja azokat a súlyponti kérdéseket, melyek megkívánják a tudományos munkakonzentrációt. Az Akadémia tetemes anyagi támogatással járul hozzá a szükséges kísérleti eszközök beszerzéséhez, és pedig elsősorban hazai gyártás útján. Ha a kutató munkájával akárcsak közbeesőleg is konkrét eredményeket ér el, számottevő prémium a jutalma. Hatalmas befektetéssel megalakult az Akadémia legnagyobb intézete, a Központi Fizikai Kutató Intézet. Rendkívül fontos szerepet tölt be az Akadémia fizikusbizottsága, mely már eddig is feltérképezte fizikai intézeteinket, felmérte problémaköreinket, kapacitásunkat, és gondoskodik arról, hogy a fizika és technika közös határterületén mozgó kérdéseket a fizikusok felé közvetítse.

Novobátzky akadémikus ezután beszámolt a magyar fizikai szakkönyv- és folyóirat-irodalomról, majd méltatta az Eötvös Loránd Fizikai Társulat munkáját. Előadásának további részében pedig témakörök szerint csoportosítva beszámolt

a magyar fizikusok kutatási területeiről és az elért eredményekről. Minthogy a Fizikai Szemle megelőző száma teljes egészében ennek a kérdésnek volt szentelve, itt eltekinthetünk ennek ismertetésétől. A megnyitó beszédet Novobátzky akadémikus a következő szavakkal fejezte be:

— A magyar fizika él, mert élő törzs hajtása. A törzs, a mi népi demokráciánk, melynek életereje áthatol a fizika érhálózatán is. A magyar fizikus szabad kutatásban tudása legjavát adja, mert érzi a sikeres munkáért járó megbecsülést. Nyolc év óta új légkörben élünk, jeligenk, hogy amit ma elértünk, azt holnap túl kell szárnyalnunk. Az eddigi eredmények is már tiszteletreméltóak, nyugodtan léphetünk ki velük a Kongresszus nyilvánossága elé.

*

A megnyitó beszéd után Gombás Pál kétszeres Kossuth-díjas akadémikus tartotta meg előadását »Egy új statisztikus atommodellről« címmel. Előadásának bevezetésében elmondotta, hogy mint ismeretes, az atomfizikai többtestprobléma csak a hullámmechanika keretében nyert kielégítő megoldást. Igen lényeges, különösen kémikus és mérnök számára, aki az atomfizika egyes kérdéseivel meg szeretne ismerkedni, hogy rendelkezünk egy a modern atomelméletben gyökerező olyan modellel, mely a hullámmechanikai absztrakt képet helyettesíteni képes. Ilyennek számít az ú. n. statisztikus atommodell, melynek alapjait Thomas és Fermi vetették meg oly módon, hogy az atomok elektronjait elektrongáz gyanánt kezelik. A potenciál, illetve az elektronsűrűség eloszlását a Thomas—Fermi-féle differenciálegyenletből lehet meghatározni. Ennek az eredeti modellnek még több hiányossága volt és továbbfejlesztéséhez számos korrekcióra volt szükség. Az előadó jelen munkájában egy a kinetikus energia korrekcióján véghezvitt korrekció segítségével elérte azt, hogy a kinetikus energia ú. n. Weizsäcker-féle korrekcióját sikerült az atom statisztikus elméletébe beépítenie és ily módon a statisztikus atommodellt kibővítenie. A korrekció elvi megalapozása után megadta a kibővített modell elektron-, ill. potenciáloszlásának meghatározására szolgáló variációs elvet és az ezzel ekvivalens integro-differenciálegyenletet. Ezután már semmi akadály a sincs annak, hogy a Ritz-féle eljárás segítségével az atom összenergiáját meghatározhassuk. Érdekes, hogy néhány korrekció figyelembe vételével a számításokat a legkönnyebb atomokra is ki lehet terjeszteni. Az ily módon kiszámított atomenergiák a legkönnyebb atomoktól a legnehezebbekig kitűnő megegyezésben vannak az empirikus, fél-empirikus, illetve a hullámmechanikai számításokkal kapott energiaértékekkel. Nevezetesen a kapott legnagyobb eltérés is még kisebb 3%-nál, míg az eddigi statisztikus modelleknél az 50%-ot is elérte. Az előadás befejező részében Gombás Pál akadémikus az elektronsűrűség kiszámításával foglalkozott és megmutatta, hogy új modellje

ebben a tekintetben is lényegesen jobb eredményeket ad az eddigieknél.

A nagy érdeklődéssel fogadott előadáshoz elsőnek Gáspár Rezső szólott hozzá, utána Hoffmann Tibor ismertette azon elgondolásait, melyekben a self consistent field módszerének molekula-problémákra és más kvantumkémiai kérdésekre való általánosításáról van szó. Harmadiknak Horváth János szólott hozzá a kérdéshez, majd Gombás Pál akadémikus válaszával az első napi ülés szak végét ért.

*

Augusztus 25-én kedden Kovács István Kossuth-díjas, a Magyar Tudományos Akadémia lev. tagja tartotta meg előadását »Újabb magyar eredmények a spektroszkópia terén« címmel. Az eredményeket a következő csoportosításban ismertette:

1. Molekula-spektroszkópiai kutatások.
2. Abszorpciós spektroszkópiai vizsgálatok.
3. Ipari spektroszkópiai eredmények.

A molekula-spektroszkópia vonalán kétatomos molekulák kapcsán végzett kísérleti, illetve elméleti vizsgálatokról számolt be. Ez utóbbiak kapcsán főként a sávós színeképekben fellépő perturbáció elméletének továbbfejlesztéséről beszélt az előadó.

Az abszorpciós spektroszkópia területén kutatóink főként organikus vegyületek szerkezetének problémáival foglalkoztak. Az abszorpciós spektroszkópia mérési metodikájában, úgyszintén az eredmények fizikai-kémiai alkalmazásában is jelentős sikereket könyvelhetünk el.

Az ipari spektroszkópiával kapcsolatban nagy jelentőségű volt a szükséges műszaki berendezések továbbfejlesztése, megfelelő színképi tisztaságú szén hazai gyártásának megoldása, valamint újabb spektrokémiai elemzőeljárások kidolgozása.

A beszámoló azt mutatja, hogy hazánkban fontos, eredményes és sokoldalú kutatás folyik a spektroszkópia területén és bár kis nemzet vagyunk, de magunk is megfelelő mértékben járulunk hozzá obulusainkkal a világ kultúrájának kincsestárához — fejezte be előadását Kovács István professzor.

Az előadást rendkívül sok értékes hozzászólás követte. Mindenekelőtt Ljovsin szovjet akadémikus emelkedett szólásra és több kérdést vetett fel. Ezek elsősorban a kísérleti munkára vonatkoztak. Értékes hozzászólások hangzottak el Láng László, Schay Géza, P. D. Szimova, Szigeti György, Szalkay Ferenc, Török Tibor, Vorsatz Brunó, Almási András, Pauncz Rezső, Gáspár Rezső, Horváth János és Greguss Pál részéről. Az előadás Kovács István összefoglalásával és kiegészítésével ért véget.

A keddi nap második előadója P. D. Szimova bolgár kandidátus volt, aki »Folyékony anyagok kombinációs szórási színképének vizsgálata a nagyrezgésszámú tartományban« címmel azokról a saját és más bolgár kutatók által végzett kísérleti

és elméleti kutatásokról számolt be, melyek során Raman-színeképek segítségével elsősorban karbon-savak hidrogénkötését tanulmányozták. Ehhez az előadáshoz is számos értékes hozzászólás hangzott el.

*

A szerda délelőtti ülés szakon Szalay Sándor Kossuth-díjas, a Magyar Tudományos Akadémia lev. tagja tartott nagy érdeklődéssel fogadott előadást könnyű atommagok gerjesztett állapotaira vonatkozó vizsgálatokról. Ebben összefoglaló beszámolót adott saját és munkatársai által 1938 óta ezen a téren végzett kutatásokról. Elsősorban ismertette azt a kísérleti technikát, melynek segítségével a bombázó alfasugarakban jó homogenitást sikerült elérni és ugyanakkor a mesterséges magfolyamatok kis intenzitását is jól lehetett mérni. Sugárforrásként szublimációs eljárással készített három mm átmérőjű igen tiszta polonium preparátumok szolgáltak. A vizsgálat tárgyául az ezen sugárzás által létrehozott atommag-átalakulások folyamán kibocsátott neutronok, protonok és gamma kvantumok gerjesztési függvénye szolgált. Ebből több intermedier atommag különböző gerjesztett állapotait sikerült meghatározni. A kutatások súlypontja újabban főleg a neutronsugárzás gerjesztési függvényeinek meghatározása, bórtrikloridos ionizációs kamra segítségével, valamint a kibocsátott neutronok energiaspektrumának vizsgálata fotoemulziós módszerrel. Jelentős eredményt jelent a B¹¹-es közbenső mag gerjesztett állapotához rendelhető finomstruktúrájának meghatározása.

Előadásának befejező részében az előadó beszámolt arról, hogy a további fejlődés lehetővé tételére intézetében egy kétmillió Voltos Van de Graaff generátor áll építés alatt, melynek segítségével protonokat, deuteronokat és alfarészeket lehet majd tetszés szerint változtatható energiával előállítani.

Az előadáshoz V. Petržilka és Szamosi Géza szóltak hozzá.

Ezt követően V. Petržilka prof. a Csehszlovák delegáció vezetője tartott két előadást. Az elsőben a μ mezonok élettartamának mérésével kapcsolatos kísérleteiről számolt be. Az indirekt módszeren alapuló meghatározás a Lomnici-csúcon történt fotoemulziós módszer segítségével. A 2640 m magasságban 12 cm ólom alatt, másrészt az 1780 m magasságban szabadon exponált lemezekben létrejött mezonnyomok leszámolásából a μ mezon élettartamára $\tau_0 = (2,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-6}$ sec élettartam adódott.

Második előadásában Petržilka prof. a kozmikus sugárzás csillagképző komponenseinek átmeneti effektusára vonatkozó azon mérési eljárást ismertette, melyhez ugyancsak fotoemulziós módszert alkalmazott. A kísérletek ugyancsak 2640 m magasságban történtek oly módon, hogy 1 cm-enként növekvő vastagságú ólomlemezek alatt mag-

fizikai lemezeket exponáltak kozmikus sugárzással. A kapott csillagszámokat az ólom vastagságával összefüggésbe hozva a különböző számú karokkal rendelkező csillagok számára nézve minden egyes esetben jól felismerhető maximumot mutató görbéhez jutott.

Petržilka prof. két előadásához Jánossy Lajos és Szalay Sándor szóltak hozzá kiemelve a kísérletek folytatásához fűződő újabb lehetőségeket.

A szerda délutáni ülésen előnek Szamosi Géza docens tartott előadást az atommagok elmélete körében végzett újabb vizsgálatairól. Elmondotta, hogy a nukleonok kölcsönhatására vonatkozó újabb tapasztalatok érthetlenné tették az atommag energiája és sűrűsége telítettségének okát és megdönteni látszanak az egyébként igen jól megalapozott töltésfüggetlenségi elvet. Ennek az elvnek fenntartása érdekében abból az elgondolásból indul ki, hogy a nukleonok között működő jólismert erős vonzerő mellett kis hatótávolságú erős taszítást is fel kell tételezni. Ebben az esetben ki lehet mutatni, hogy ez a kis hatótávolságú taszítás akkor is telítettségre vezet, ha a nukleonok között a tapasztalattal megegyező kölcsönhatást tételezünk fel. A Fermi-statisztika megfelelő általánosításával meg lehet mutatni, hogy az erős taszítás miatt a nukleonok kinetikus energiája megnő és ez vezet az energia és a sűrűség telítettségéhez.

Az érdekes előadáshoz Marx György szólott hozzá a magerők mezonelméletének szemszögéből, majd Jánossy Lajos tett néhány megjegyzést.

A következő előadást V. Votruba docens, a Prágai Károly-Egyetem docense tartotta »Az elemi részecskék izotóp spinje« címmel. Ebben az előadásban beszámolt azokról az elméleti kutatásairól, melyek segítségével az elemi részecskék már rendkívül népes családjában igyekezett összefüggéseket találni. Vezérlő elvként a részecskék ú. n. izotóp spinje szolgált, mely a részecske töltésállapotának kvantumelméleti meghatározására alkalmas. Az elemi részecskék egymásba való átalakulásának különösen pedig a β bomlás elméletének analízise olyan jelentős elméleti megállapításokra vezetett, melyek kísérleti ellenőrzése is lehetségessé válik.

Az előadáshoz L. Sosnowsky, Horváth János, Jánossy Lajos, Marx György és V. Petržilka szóltak hozzá.

*

A csütörtöki napon valamennyi előadó a kvantumelmélet elvi kérdéseivel foglalkozott. Elsőnek V. A. Fok akadémikus kétszeres Sztálin-díjas, a szovjet tudományos küldöttség vezetője tartotta meg rendkívül nagy érdeklődéssel fogadott előadását. Ebben éles kritika tárgyává tette Bohrnak és iskolájának a kvantumelmélet elvi kérdéseinek idealista felfogásával kapcsolatos nézeteit. Ezeket a nézeteket a pozitívizmus alapján dolgozták ki, mely a dialektikus materializmus marxista filozófiájával ellentétben áll. A helytelen filozófiai állítások, ha valamilyen konkrét terü-

leten alkalmazzák őket, majdnem elkerülhetetlenül arra vezetnek, hogy a tudomány ezen területén hibás tételeket állítanak fel. Ezért különösen fontos analizálnunk, hogy a kopenhágai iskolának a kvantummechanikára vonatkozó nézeteiben az általános filozófiai alapelvek elfogadhatatlanságán kívül nincsenek-e még olyan konkrét hibák is, amelyek magának a kvantummechanikának hibás értelmezéséhez vezetnek. A következőkben az előadó részletesen vizsgálta Bohrnak azt az állítását, hogy a hatáskvantum létezése nem egyeztethető össze magával az okság elvével. Kimutatta, hogy a felhozott állítások semmiképpen sem szolgáltatnak bizonyítékot arra vonatkozólag, hogy nem teljesül az okság elve. Ezután Fok akadémikus azzal a fontos problémával foglalkozott, hogy milyen kölcsönhatásban vannak az atomi tárgyak a mérőeszközökkel. Megmutatta, hogy ennek a problémának Bohr által való tárgyalása komoly ellentmondásokat tartalmaz. Kimutatta, hogy elvi kontrollálhatatlanság általánosságban nincs, csak az nem kontrollálható, ami nem létezik.

Azok a tények, melyek magyarázatára Bohr a kontrollálhatatlanság fogalmát felhasználta, nem igényelnek más magyarázatot, mint a Heisenberg-összefüggés helyes értelmezését. Részletesen kifejtette, hogy Bohr nem tesz különbséget a mérőeszköz különböző részei között és találgatható, vajjon mérőeszköz alatt csak a regisztráló részt érti-e, vagy ez a fogalom magában foglalja-e a dolgozó részt is. A kísérletnek stádiumokra való felbontása azonban nem spekulatív, hanem teljesen reális. A kísérlet középső szakaszát ignorálva Bohr el akarja terelni figyelmünket a jelenség lényegéről, arról a részről, amely leginkább tanulmányozható a kvantummechanika módszereivel. Az objektumnak a középső stádiumban való állapotát a hullámfüggvény írja le. Ezt az állapotot az összes lehetséges külső hatások mellett az objektum valamilyen potenciális viselkedésének valószínűsége jellemzi. A hullámfüggvény azonban az objektum reális állapotának visszatükrözésére nézve, a klasszikus fizikával összehasonlítva, új formát képvisel. Az előadás befejező részében megmutatta, hogy Bohr idealista felfogása a komplementaritás elvével kapcsolatban milyen abszurdumokra vezet, majd előadását Fok akadémikus a következő szavakkal fejezte be: — A kvantumelméletben az okság elve új alakban jelenik meg, mely a dialektikus materializmus filozófiájának más elveivel együtt megbízható eligazítást ad a természet megismeréséért folyó küzdelemben.

A nagysikerű előadáshoz Jánossy Lajos szólt hozzá.

Ezután következett Novobátzky Károly, kétszeres Kossuth-díjas akadémikus »A kvantumelmélet statisztikus sokasága« c. előadása. Bevezető szavaiban utalt arra, hogy bár a kvantumelméletnek minden sajátosságát, teljes axiomatikáját jól ismerjük, de megszokott klasszikus gondolatformáinktól annyira elütőnek találjuk, hogy

még abban is kételkedünk, vajjon egyáltalán folytatása-e a klasszikus ágnak, vagy talán egészen önálló forrásból fakad. Csak a közelmúltban indult meg egyfelől az elmélet ideológiai jellemzésének harca, másfelől szemléletes tartalmának kipuhítása. Az előadásnak éppen ez utóbbi kérdés képezi a tárgyát. Ma kíváncsi a kvantumelméletnek egy olyan megalapozása, mely a klasszikus mechanikából indul ki, rámutat az általánosítás szükségességére és pontosan megjelöli a keretek tágitásának lényegét. Az előadó megmutatta, hogy ilyen megalapozás tényleg lehetséges, ha már kiinduláskor Born felfogását követve statisztikus elmélet megalkotására törekszünk. Az ehhez szükséges Gibbs-féle sokaságot az a megfontolás szolgáltatja, hogy a pontmozgás klasszikus hatásfüggvénye egy sebességeteret definiál és ilyen módon egy végtelen pontsokaság mozgását írja le. Ennek a pontsokaságnak klasszikus mozgását a Hamilton—Jacobi-egyenlet és a sokaságra vonatkozó kontinuitás jellemzi. Ezek egységesen egy Lagrange-függvényből variációval előállíthatók. A klasszikus mechanikának szükségessé váló tágitása úgy történik, hogy a Lagrange-függvényt egy olyan taggal bővítjük, mely egyrészt a kontinuitás egyenletének változatlanóságát biztosítja, másrészt dimenziós megfontolások segítségével szinte egyértelműen megadható. Az ebből variálással előállított új Jacobi-egyenletben egy újfajta sűrűségi, vagy kvantummechanikai potenciál lép fel. Döntő jelentőségű, hogy ez az új Jacobi-egyenlet és a kontinuitási egyenlet egyetlen komplex egyenletté, éppen a Schrödinger-egyenletté foglalható össze. A továbbiakban a kvantumelméleti sűrűség és négyes-áram statisztikai értelme már önmagától következik. Az operátorfogalom szintén automatikusan kiadódik. Ugyancsak könnyű igazolni, hogy a középértékképzés klasszikus módjától feltétlenül el kell térni. A sűrűségpotenciál fellépése az egész kvantummechanikát klasszikus alapra helyezi és megszünteti paradoxonjait.

Az előadás második részében Novobátzky Károly akadémikus a relativisztikus Schrödinger—Gordon—Klein—Fok-egyenletnek hasonló előállítását mutatta meg és diszkutált néhány ezzel kapcsolatos kérdést. Összefoglalólag megmutatta, hogy a kvantumelmélet statisztikus értelmezése megadja a statisztikus sokaság minden egyes egyéni pontjának mozgásegyenletét, mely a sűrűségpotenciál fellépésében különbözik a klasszikustól.

Az előadáshoz elsőnek V. A. Fok szólott hozzá, megjegyzéseket téve a kvantummechanikai sokaság fogalmának definíciójáról. Utána Fényes Imre emlékezett meg röviden azokról a saját vizsgálatairól, melyekben a valószínűségszámítás általános tételeinek felhasználásával igyekezett a kvantumelmélet statisztikus megalapozásához hozzájárulni. Végül Jánossy Lajos néhány megjegyzése után Novobátzky Károly válaszolt a hozzászólásokra és ezzel a délelőtti ülészak bezárult.

Délután került sor Jánossy Lajos Kossuth-díjas akadémikus előadására, mely a részecske-hullámproblémára vonatkozó kutatásairól szólt. Előadásában részletesen megvizsgálta, hogy az ortodox kvantumelmélet eredményei mennyiben következnek szükségszerűen a kísérleti anyagból. Az elemzés eredményeképpen azt a következtetést lehet levonni, hogy a kvantumelmélet bizonyos spekulatív eredményeit elhagyhatjuk és hogy ezen eredmények figyelmen kívül hagyásával legalább is elvileg nem látszik lehetetlennek az, hogy a kvantumjelenségek számára olyan modellt találjunk, mely a klasszikus modellt jobban megközelíti, mint ahogyan ennek a lehetőségére általában számítottak. Egy ilyenfajta modell az elmélet bizonyos elfogadhatatlan idealista következtetéseit feleslegessé tenné anélkül, hogy az elmélet olyan részeivel összeütközésbe kerülne, melyek kísérleti úton közvetlenül igazolhatók.

Az előadó részletesen ismertette több olyan kísérletnek elrendezését és kivitelét, melyek a hullám-korpuszkula viselkedést hivatottak tisztázni. A kísérletek egynémelyike a Központi Fizikai Kutató Intézetben már folyamatban van, másrésztük pedig előkészítés alatt áll. Közülük kiemelkedik a Michelson-féle interferencia kísérletnek nagy karhosszúság mellett, rendkívül gyenge fénnel való elvégzése. Ha ebben az esetben interferenciaképet nem kapunk, úgy ez a tény azt mutatná, hogy egy »kettéhasadt« hullámcsoomag önállóan csak egy bizonyos véges távolságig képes eljutni.

A nagy érdeklődéssel várt előadáshoz Szalay Sándor és Faragó Péter az elvégzett és javasolható újabb kísérletek szempontjából, Hoffmann Tibor gyenge fénynek tükrökön való visszaverődésével kapcsolatos kérdésekről, Károlyházi Frigyes a kvantumelméleti sokaság és a kevert állapotok létezésének kérdéséről, és ezenkívül Fényes Imre és Szigeti György szólottak hozzá.

*

Augusztus 28-án, pénteken az első előadást Gyulai Zoltán Kossuth-díjas, a Magyar Tudományos Akadémia lev. tagja tartotta »Vizsgálatok a kristályosodás mechanizmusára vonatkozólag« címmel. Ebben beszámolt azokról a kutatásairól, melyekben tű- és spirálalakú konyhasókristályok növekedésével foglalkozott. Részletesen ismertette az ehhez szükséges kísérleti berendezést, majd bemutatta a kapott kristályokat és előadásának további részében a nyert kísérleti eredményekből igen értékes következtetéseket vont le a kristályok növekedésének mechanizmusára vonatkozólag. Ismertette továbbá a tűkristályokon végzett szakítási mérések technikáját, azok eredményeit és az ebből levonható következtetéseket. Végül kitért mesterségesen növesztett kvarckristályokon jelentkező jellegzetes növekedési figurák vizsgálatára.

Az előadáshoz Tarján Imre, Kaisev prof., Sasvári Kálmán, Goll György, Morlin Zoltán és Zimonyi Gyula szóltak hozzá.

A második előadást *R. Kaisev*, a Bolgár Tudományos Akadémia lev. tagja tartotta »Kristálymagképződés és kristálynövekedés« címen. Előadásában mindenekelőtt röviden áttekintette a kristályképződés és a kristálynövekedés mechanizmusának különböző elméleteit, majd részletesen kifejtette azokat a vizsgálatait, amelyeket a különböző jellegű elméletek eredményeinek egyesítésére és továbbfejlesztésére végzett. A kapott kísérleti eredmények a kristályképződés és növekedés ezen elméletének igen jó bizonyítékát szolgáltatták.

Ehhez az előadáshoz Gyulai Zoltán és Sasvári Kálmán szövegeztek hozzá.

A délelőtti harmadik előadást *Pál Lénárd*, Szovjetunióban dolgozó aspiráns tartotta meg. Az előadás címe: »Ferromágneses anyagok energia-anizotrópiája«. Ez alatt azt értjük, hogy a ferromágneses kristály szabad energiája függ attól, hogy a külső mágnesező tér milyen irányított-ságú a kristálytani tengelyekhez képest. Az előadó előállította a ferromágneses kristály energiaspektrumát meghatározó Hamilton-operátort és ennek birtokában kiszámította különböző kristályrendszerekre a kristály szabadenergiáját. A kapott kísérleti eredmények elég jól egyeznek a kidolgozott elmélettel.

Péntek délután *Tarján Imre*, a fizikai tudományok kandidátusa tartott előadást »Színcentrumok és fotovezetés« címmel. A Pohl-iskolának, valamint hazai vonatkozásban Gyulai Zoltán és tanítványainak vizsgálatait után jól ismeretes hazai fizikus körökben alkali-halogen kristályokba beépített F-centrumok fényelektromos viselkedése. E jelenségsorozat leglényegesebb tulajdonságai: kvantumszerű elektronleválás fényelnyelés következtében, F-centrumok átalakulása F'-centrumokká és utóbbiak visszaalakulása F-centrumokká. Az előadó kongresszusi előadásában egy a fotovezetéssel kapcsolatos újabb jelenségre vonatkozó vizsgálatairól és tapasztalatairól számolt be. A vizsgálatokat főleg röntgenezett kősz-kristályokon végezte. Kiderült, hogy a kristályok különböző hullámhosszúságú megvilágítások hatására különböző állapotokba kerülnek. Az abszorpcióban csak az F—F' és F'—F átmenettel értelmezhető hatás jelentkezik.

Tarján Imre előadásához Gyulai Zoltán, Szigeti György, Boros János, Medveczky László és Tomka Pál szövegeztek hozzá.

Ezután *M. Trlifaj*, csehszlovák kutató adott elő »Sugárzás nélküli átmenetek az F-centrumokban« címmel. Az előadó ismertette azon kvantumelméleti vizsgálatait, melyek segítségével a sugárzásmentes átmenetek valószínűségeit az F-centrum egyes állapotaira sikerült kiszámítani. A nyert eredményekből érdekes következtetéseket vont le a második és harmadik gerjesztett állapotba való sugárzásmentes átmenet lezajlásával kapcsolatban.

Ehhez az előadáshoz Nagy Elemér szólott hozzá.

*

Augusztus 29-én, szombaton, a Kongresszus utolsó napján elsőnek *L. Sosnowsky*, varsói professzor tartott előadást, melynek címe: »Kontakt jelenségek szerepe a félvezetők fotokonduktivitásában«. Mint ismeretes, kontakt jelenségek, azaz olyan effektusok, amelyek különböző fizikai tulajdonságú tartományok határterületein játszódnak le, manapság mindjobban magukra vonják a félvezetők fizikájával foglalkozó tudósok figyelmét. Ilyen kontaktusok pl. fém és félvezetők között, vagy két különböző fajta szennyezést tartalmazó félvezető között, fontos szerepet játszanak a félvezetők majdnem minden technikai alkalmazásánál, mint pl. a kristályegyenirányítónál, fényelemeknél és a tranzistoroknál. Sosnowsky prof. az előadásban a kontaktus szerepének a fotokonduktivitásnál való fontosságát mutatta meg. Beszámolt azokról a munkatársaival együtt végzett kísérletekről, melyek az ólom-szulfidra vonatkozó ú. n. belső fotovoltai hatás magyarázatára kidolgozott elmélet alátámasztására szolgáltak. Sikertelen olyan aktiválási eljárást kidolgozni, melynek segítségével nagy érzékenységgű és állandó ólom-szulfid-cellákat lehetett előállítani.

Az előadást kimerítő vita követte, melyhez Hoffmann Tibor, Bodó Zsolt, Nagy Elemér és Kőrössi Ferenc szövegeztek hozzá.

A következő előadást *Szigeti György*, a műszaki tudományok doktora tartotta, »Összefüggés néhány lumineszkáló anyag optikai és elektromos tulajdonságai között« címmel. Az előadó elmondta, hogy saját vizsgálatait az anyagok fluoreszkálása és a dielektromos veszteségek közti összefüggésekre mutattak rá. Kiderült, hogy a fluoreszcencia hatásfoka és az anyagnak megvilágítás nélküli állapotában mért dielektromos veszteségei között egyértelmű összefüggés van. A dielektromos veszteségeknek a hőmérséklet függvényében mutatózó változása ugyanolyan aktiválási energiával jellemezhető, mint a lumineszkálás hatásfokának a hőmérséklet növekedésekor mutatózó visszaesése. A továbbiakban összefüggéseket kerestek a lumineszkáló és félvezető anyagok tulajdonságai között. Újabb vizsgálatok során kapcsolatot sikerült megállapítani a Losszev szovjet fizikus által a szilíciumkarbid kristálynál elsőnek észlelt fényjelenségek és a kristály elektromos vezetőképességének hőmérsékleti függése között. Mindezek a vizsgálatok és eredmények gyakorlati, technikai alkalmazásokban is szerepet játszhatnak.

Boros János hozzászólása és Szigeti György válasza után a Kongresszus befejező előadását *V. L. Ljovsin*, Sztálin-díjas szovjet akadémikus tartotta meg. Előadásában a fotolumineszcenciánál az anyagban végbemenő energiaátalakulás és energiaátadás kérdésével foglalkozott. Bevezetésében

kiemelte, hogy a Szovjetunióban a lumineszkálás tanulmányozásának területén a kutatók nagy sikereket értek el. Ezeket a sikereket és eredményeket azok a rendkívül kedvező feltételek biztosították, amelyeket a Szovjetunió Kommunista Pártja és a Szovjet Kormány a tudomány mindenoldalú fejlődése számára biztosított a kommunista társadalom építése során. A szovjet tudósok arra törekedtek, hogy munkájuk eredményei fejleszték az ipart, aminek következtében emelkedett a technika szintje és a szovjet nép életszínvonala. Ljovsin akadémikus a továbbiakban röviden ismertette a lumineszkálás fogalmának egyes kérdéseit. Ezután a diszkrét centrumok világítását tárgyalta. Beszámolt az ezen a területen elért fontos kísérleti eredményeiről és azok elméleti magyarázatáról. Az előadás második részében kristályfoszforok világításával foglalkozott. Részletesen beszámolt arról a bőséges tapasztalati anyagról, melyet munkatársaival együtt az utóbbi években a kristályfoszforok tartós világításának sajátosságaira és természetére vonatkozólag kapott. Ezek elemzése révén megállapítottnak vehető, hogy a foszforok világítása rekombinációs jellegű, tartóságát pedig az okozza, hogy nagy az elektronok közbenső lokalizációinak száma. A megoldott problémák mellett számos nyitott kérdés is maradt, de kétségtelen, hogy ezek a közeljövőben a szovjet és magyar, valamint más népi demokratikus országok tudósainak együttes erőfeszítésével rövidesen megoldódnak.

A rendkívül gondosan kidolgozott és demonstrált előadáshoz Bodó Zsolt és Gergely György szoltak hozzá.

Ezzel a Kongresszus tudományos munkája végetért. A záróbeszédet Szigeti György, az Eötvös Loránd Fizikai Társulat főtitkára tartotta meg. Hangsúlyozta, hogy a Kongresszus elérte főcélját: elmélyítette a magyar fizikusok kapcsolatát a Szovjetunió és a többi baráti ország tudósaival, megismertette velük a magyar fizikusok munkáját és eredményeit. A Kongresszus sikeréhez jelentősen hozzájárultak a külföldi vendégek előadásai, elsősorban V. A. Fok akadémikus, a szovjet delegáció vezetőjének a fizika alapvető kérdéseivel a dialektikus materializmus alapján foglalkozó előadása. Végül kiemelte, hogy a tudósok között kialakuló és megszilárduló együttműködés és a személyes kapcsolat létrejötte egyúttal jelentősen meggyorsítja országaink tudományának fejlődését is és ezzel lényegesen járul hozzá a béke ügyének további erősödéséhez.

Ezután V. A. Fok Sztálin-díjas akadémikus, a szovjet delegáció vezetője, majd a többi külföldi küldöttség vezetői mondtak meleg köszönetet a magyar fizikusoknak a Kongresszus példás megszervezéséért és a baráti fogadtatásért.

Ezzel az I. Magyar Fizikus Kongresszus véget ért.

*

A hatnapos Kongresszus tudományos előadásain kívül a rendezőség számos alkalmat talált arra, hogy a Kongresszus résztvevői és a külföldi tudósok közti személyes kapcsolat elmélyítéséről gondoskodjék. Ezt a célt szolgálta a Gellért-szálló díszes dunaparti termében rendezett szakmai megbeszélés, valamint a külföldi delegátusok tiszteletére a Vörös-Csillag szállóban rendezett díszvacsora, ahol valóban meleg baráti hangulat alakult ki.

Ezenkívül mód nyílt arra, hogy a Kongresszus résztvevői együttesen megtekinthessék a Margitszigeti Szabadtéri Színpadon a Szentivánéji álom és a Párizs lángjai nagysikerű előadásait. Ugyancsak jó hangulat alakult ki a Szabadság sétahajón rendezett esti hajókiránduláson is.

A Kongresszus tudományos részének és a külföldiekkel való személyes kapcsolatoknak kiépítése szempontjából igen lényeges láncszemet jelentettek a különböző kutatóintézetekben, laboratóriumokban és üzemekben történt látogatások. Ezek során a delegátusok közvetlenül munkahelyük mellett ismerkedtek meg a magyar kutatók munkájával.

A Kongresszus rendezése, lebonyolítása a Magyar Tudományos Akadémia és az Eötvös Loránd Fizikai Társulat közös érdeme. Hiányságként talán megemlíthetjük, hogy a program kissé zsúfolt volt és ilyen módon gyakran kevés idő maradt az előadásokat követő termékeny vitára és kritikára. Ezenkívül kétségtelenül zavaróan hatott az előre megállapított program kétszeri megváltoztatása. Helyes kezdeményezés volt viszont az, hogy a külföldi előadások anyagát a Kongresszus résztvevői az előadásokat megelőzően magyar nyelvű sokszorosított példányok formájában kézhezkapták, valamint az, hogy a külföldi delegátusok a magyar nyelvű előadásokról kaptak idegennyelvű kéziratot.

Összefoglalólag elmondhatjuk, hogy az I. Magyar Fizikus Kongresszus jelentős lépés a magyar fizika fejlődésében.

A foton

Ha egyetlen mondatban kellene válaszolni arra a kérdésre, hogy mi a foton, a válasz kétségtelenül csak az lehetne, hogy a foton a fényrészecske neve. Márpedig a foton szót ma teljesen általánosan használják a fizikában, irodalomban és előadásokban egyaránt. Ebből tehát arra a következtetésre lehetne jutni, hogy a fény természetéről vallott mai felfogásunk szerint a fény részecskékből áll, amelyek természetesen bizonyos bonyolult tulajdonságokkal rendelkezhetnek. (Pl. polarizációs irányuk van, stb.) Ez a következtetés azonban elhamarkodott volna. A foton fogalma azóta, amióta a század elején Einstein megalkotta, érdekes és mélyértelmű fejlődésen ment keresztül. Ma már pontosan csak a kvantumelektrodinamika keretén belül érthető meg és nem is lehet egy mondatnál definiálni. A foton fogalmának megértése nélkül azonban nem foglalkozhatunk állást ma is aktuális kérdésekkel szemben, amilyen például az az ismert probléma, hogy a foton csak önmagával interferálhat-e, vagy interferálhatnak különböző fotonok is. Tekintsük tehát át a fény természetéről vallott nézetek fejlődését az újkori fizika történetének során és vizsgáljuk meg, hogy ma mit értünk foton alatt.

Mint ismeretes, a klasszikus fizika kezdeti szakában két elmélet állott szemben egymással: Newton korpuszkuláris és Huyghens undulációs elmélete. Newtont először az a szempont vezette a korpuszkuláris elmélet kialakításánál, hogy csak így tudta megmagyarázni, hogyan haladhat a fény az üres téren át, pl. a Napról a Földre. A korpuszkuláris természet mellett szólt azonkívül a fény egyenesvonalú terjedése és az éles árnyék, jól lehetett magyarázni a tükrön való visszaverődés jelenségét is rugalmas golyók visszaverődésének mintájára. Ismeretes továbbá, hogy a fénytörés jelenségét is látszólag jól lehetett magyarázni azzal a feltevéssel, hogy a sűrűbb közeg nagyobb vonzóereje magafelé hajlítja a fénysugarat.

Ez az elmélet azonban csakhamar tarthatatlannak bizonyult. A pontosabb megfigyelés azt mutatta, hogy az egyenesvonalú terjedés és az éles árnyék képződése nem is felel meg a valóságnak; elhajlás lép fel, (és pedig az elhajlási kép sokszor bonyolult struktúrát mutat, úgyhogy semmiképpen nem lehet részecskefelfogással magyarázni). A fény terjedésére adott magyarázat sem állja meg a helyét. Először is sokszor nem a sűrűbb anyag az optikailag sűrűbb, másodszor Newton elmélete szerint a sűrűbb anyagban nagyobb a fénysebesség, ez pedig ellenkezik Fizeau kísérletének eredményével. (Teljesség kedvéért megjegyezhetjük, hogy a tükrön való visszaverődés sem érthető rugalmas golyók mintájára, ha tekintetbe vesszük, hogy még a legsimább tükör is atomi méretekben erősen »göröngyös«). Végezetül pedig az interferenciajelenségeknek (fény + fény = sötét-

ség), melyek közül néhányat már Newton is ismert, a magyarázatát meg sem lehet kísérelni korpuszkuláris alapon.

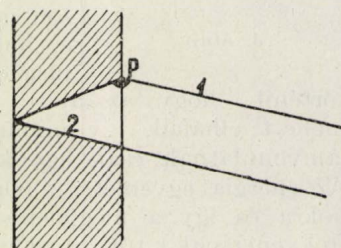
Huyghens hullámelméletével viszont az előbb felsorolt jelenségeket mind meg lehet magyarázni, azonban természetesen szükséges feltételezni valamilyen anyagot, ami a hullámokat hordozza. Ezt az anyagot, amely tehát a világűr is betölti, nevezték el éternek. Feltették, hogy ez igen ritka, finom anyag, mert hiszen a bolygókra gyakorolt fékező vagy egyéb mechanikai hatását nem észlelték. Az éterelmélet a 19. század első felében nagy fejlődésen ment keresztül. Ebben elsősorban a polarizáció felfedezésének volt nagy szerepe, mert ennek magyarázatára fel kellett tenni, hogy a fény transzverzális rezgés, más szóval, hogy az éter a fényrezgésekkel szemben, mint rugalmas, szilárd anyag viselkedik. (Hogy az égitestek mégis ellenállás nélkül haladhatnak benne, az azzal lenne magyarázható, hogy azok mozgása nagyon lassú a fényrezgések üteméhez képest.) Kialakult a mechanikai fényelmélet, amely a fényjelenségeket úgy akarta magyarázni, hogy egyszerűen megpróbálta a rugalmas kontinuumok mechanikáját az éterre alkalmazni. Közben az elektromosság is rohamosan fejlődött, 1862-ben sikerült Maxwellnek a róla elnevezett egyenletekben csodálatos tömörséggel és precizitással összefoglalni az elektromágneses jelenségek törvényszerűségeit. Egyenletei alapján megjósolta az elektromágneses hullámok létezését, sőt kimondta, hogy a fény nem más, mint nagyfrekvenciájú elektromágneses hullám. Ezek után a mechanikai fényelméletnek az volt a feladata, hogy az elektromágneses térnek immár pontosan ismert, a Maxwell-egyenletek által leírt tulajdonságait az éter mechanikai tulajdonságaira vezesse vissza. Rengeteg fáradozás ellenére ez a törekvés sikertelen maradt. Ezért már a század végefelé le is mondanak arról, hogy az éter tulajdonságait mechanikai úton magyarázzák. Elfogadják azt a tényt, hogy az éter számára külön törvényszerűségek állnak fenn, amelyeket éppen a Maxwell-egyenletek írnak le. Annál erősebben lép fel azonban az igény, ezt a különleges anyagot valamilyen módon közvetlenül észlelni. Konkréten felmerült a kívánság, a Naprendszernek vagy speciálisan a Földnek sebességét az éterhez képest megállapítani, az éterhez képest mozgó Földön az éterszél hatását kimutatni. Ismeretes, hogy az ezzel a céllal elvégzett Michelson-kísérlet eredménye negatív volt és a speciális relativitás-elméletnek lett a kísérleti alapja. A mi szempontunkból most csak az elmélet alapvető megállapítása a fontos: Éter nincs. Mert hiszen azonnal felmerül a kérdés: mi hordozza az elektromágneses hullámokat? Erősen hangsúlyozzuk, hogy a fény naiv hullámelmélete már azzal a felismeréssel, hogy nem létezik a teret betöltő finom anyag, megdőlt.

Hogy ezt a körülményt nem szokták hangsúlyozni, annak oka abban rejlik, hogy ugyanabban az időben váltak ismeretessé a kvantumos jelenségek és az ezzel kapcsolatos megfontolások, amelyek a fizika fejlődésének új forradalmi szakaszát indították meg, és amelyek egészen más oldalról támadták meg a fény természetének hullámelméletét. Ismeretes, hogy Planck a fekete sugárzás törvényének levezetésénél arra a feltevésre kényszerült, hogy az atomok csak diszkrét energiájú állapotokban létezhetnek. Hogyan abszorbeálják akkor a fényt? A közönséges, klasszikusan elképzelt hullámtérből nem vehetnek fel ugrásszerűen valamilyen véges, diszkrét energiamennyiséget, mert hiszen a szokásos kísérleti feltételek mellett a klasszikus számítások szerint az átlagos energiasűrűség sokkal kisebb, semhogy az atom a környezetéből ugrásszerűen akkora energiát tudjon felvenni, amennyit a feketesugárzás magyarázatához fel kell tételezni. Kétféle magyarázattal próbálkozhatunk. Az abszorpció vagy úgy történhet, hogy az atomok az energiát lassan összegyűjtik, felhalmozzák maguk körül s aztán egyszerre elnyelik, vagy az energia már eleve csomókba koncentrálna van jelen a sugárzási térben. Ugyanerre utal egy másik fontos tapasztalati tény, a fotoeffektus jelensége. Bizonyos fémekből fény hatására elektronok lépnek ki. A kiváltott elektronok energiája a fény színétől, tehát frekvenciájától függ, száma pedig a fény intenzitásától, és pedig az effektus rögtön a besugárzás megindítása után fellép (tehát egészen minimális intenzitású fényenél is egy-két gyors elektron rögtön megjelenik). A Maxwell-féle elmélet szerint ilyen rövid idő alatt az elektron semmiféleképpen nem vehet fel akkora energiát a térből, amennyit tapasztalunk, csak akkor, ha a sugárzásban már eleve koncentrált csomók alakjában jön az energia. Ezek az új tapasztalatok tehát azt mutatják, hogy a fénynek eklatáns részecsketulajdonságai is vannak, amelyeket semmiképpen nem lehet az eddigi hullámképpel magyarázni.

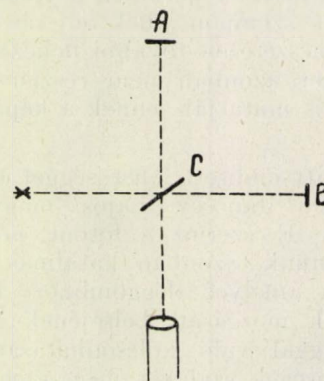
Látjuk tehát, hogy sem a naiv részecske elképzelés, sem a naiv hullám elképzelés nem tudja kielégítően leírni a fény természetével kapcsolatos tapasztalatokat. A súlyos dilemmából még két kiutat lehet megpróbálni. A) A naiv hullámképet úgy módosítani, hogy a részecsketulajdonságok is beleférjenek. B) Ugyanezt megfordítva, a naiv részecskeképet úgy módosítani, hogy a hullámtulajdonságok is beleférjenek. Az első úttal próbálkozott meg 1905-ben Einstein, a túsugárzás elméletének felállításával. Eszerint a fény ugyan valóban elektromágneses hullám, azonban a térben kis hullámcsomagok alakjában van jelen. Éspedig egy monokromatikus fénynyalábnak a frekvencia ν , ezeknek a kis hullámvonulatoknak, hullámcsomagoknak az energiája $h\nu$, impulzusa $h\nu/c$. Ezeket a csomókat nevezte Einstein fotonoknak. A fotonok segítségével az előbb említett két jelenség, t. i. a fényemisszió, abszorpció és a fotoeffektus valóban érthetővé válik, sőt, mint

ismeretes, a kilépő fotoelektronok maximális energiájára vonatkozó Einstein-féle képlet vagy a színeképvonalak frekvenciáját megadó Bohr-féle frekvenciafeltétel kvantitatíve is teljes meg egyezésben van a tapasztalattal. A fotonok impulzusa szintén ellenőrizhető tapasztalattal. Elsősorban a fénynyomást kell említenünk, azonban ezt a Maxwell-elmélet is magyarázza. Ezen túlmenően azonban Einstein 1917-ben kimutatta, hogy a Maxwell-féle sebességeloszlás izzó gázokban csak akkor stacionárius, ha az egyes fotonok éppen $\frac{h}{\lambda}$ nagyságú impulzussal lökik hátra az

atomot, mikor elhagyják. Nézzük meg azonban, hogy mi a helyzet az interferencia jelenségével. Kisszögű interferenciánál a kísérletekre mégcsak találhatnánk magyarázatot e kép alapján. Nem találhatunk azonban magyarázatot a nagyszögű interferencia-kísérletekre, amelyek közül az első Selényi Pál nevéhez fűződik (lásd ábra). A P pontból ellentétes irányban kiinduló 1 és 2 fénysugár interferál, ami nem egyeztethető össze az említett csomagképpel, hiszen a csomag vagy az egyik, vagy a másik ágba indulna el és nem lehetne jelen egyszerre mindkettőben. Vagy nézzük meg hogyan tudnók magyarázni az interferenciát a Michelson-féle interferométerben. Mindenekelőtt ismeretes, hogy az interferenciakép jellege független az intenzitástól, egészen gyenge fény esetén is, ha az egyes csomagok már egyenként jönnek, változatlan. Az



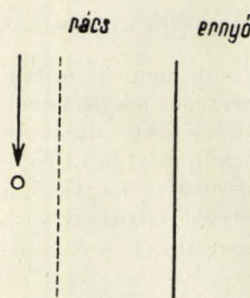
1. ábra



2. ábra

interferencia tehát csak úgy lenne elképzelhető, hogy a csomag a »C« félig áteresztő tükrön kettészakad, az egyik fele megjárja az utat A -ig és vissza, a másik B -ig és vissza. Ekkor azonban a két félcsomagot ki lehetne mutatni külön-külön, például A -nál és B -nél elhelyezett számláló csövek segítségével. Cosyns elvégezte ezt a kísérletet és azt találta, hogy az A -nál és B -nél elhelyezett számlálócsövek sohasem szólalnak meg egyszerre, hanem

statisztikusan vagy az egyik vagy a másik szólal meg, másszóval a foton csak egészében abszorbeálódik, »feldarabolni« nem lehet. Ha tehát a csomagelképzelés helyes, akkor azt kell mondanunk, hogy az egyes fotonok az A és B tükrök közül csak az egyiket érintik. Ekkor azonban teljesen magyarázat nélkül maradt az interferencia. Talán még érdekesebbek Rupp kísérletei. Az egyiknek vázoljuk a gondolatmenetét. Optikai rács mögött az ábrán látható módon csősugarakat bocsátunk el közvetlenül a rács nyílásai mentén.

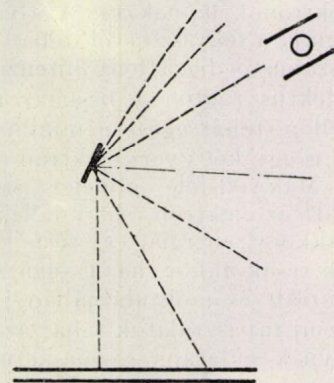


3. ábra

A csősugarakban gerjesztett atomok repülnek, melyek fényt bocsátanak ki. Mármint a túsugárzás elmélete alapján a következő két eset lehetséges. 1. Vagy olyan gyorsan történik a foton kisugárzása, hogy az egész csomag, az egész hullámvonulat egyetlen nyíláson megy át, 2. vagy pedig a hullámvonulat kibocsátása olyan hosszú idő alatt történik, hogy az alatt az atom sok nyílás mellett elhalad, így mindegyik nyíláson a hullámvonulatnak csak egy kis darabja megy át. Az energia egyenletesen eloszlik az egyes darabokra és így a megjelenő frekvencia az eredeti frekvenciának a tört része lenne. Nos a tapasztalat szerint egyik eset sem következik be, hanem az történik, hogy az eredeti frekvencia mellett két másik ú. n. tükröfrekvencia is megjelenik, ezeknek eltérése az eredetitől pontosan megfelel a csősugarban repülő atomnak a rács egyes nyílásai elé való érkezése ütemének, frekvenciájának. Úgy tűnik tehát, hogy az eredetitől különböző frekvenciájú fotonok kerülnek a térbe, mégpedig a túsugárzás szempontjából teljesen érthetetlen módon. Természetesen további nehézségek is lennének, ezeket azonban nem részletezzük, mert az eddigiek is mutatják ennek a képnek az elégtelenségét.

A B) alatt említett lehetőséggel éppen a legújabb időben Jánossy Lajos magyar fizikus foglalkozott. E szerint a fotont »részecskének« kell tekintenünk, azonban hatalmas kiterjedésű részecskének, amelyet »léggömbhöz« hasonlíthatnánk. Ennek mozgását, belsejének struktúráját és az anyaggal való kölcsönhatását bonyolult törvényszerűségek szabnák meg, amely törvényszerűségeket a Maxwell-egyenletek továbbfejlesztésével lehetne megtalálni. Az eddig észlelt interferenciakísérletek, ha nem is könnyen, elvileg magyarázhatók lennének. Hiszen ez a foton éppen nagy kiterjedésénél fogva az interferenciakísérletben szereplő összes tükrökkel, résekkel, stb. kölcsönhatásban állna és így a »léggömb« alakulását, mozgását azok együttesen szabnák meg. Abszorpciónál a »léggömb« összeugrik, ez az illető atom és a »léggömb« belső megfelelő tartományának szerencsés összeilleszkedése esetén követke-

zik be. Valamilyen meghatározott abszorbens esetében ez annál valószínűbb, minél több, a foton számára hozzáférhető atomot tartalmaz. Ahhoz, hogy a részletes kísérleti ellenőrzést végre lehessen hajtani, szükséges volna ezt a »módosított részecske« elgondolást kvantitatív formába önteni. Semmi esetre sem utasítható el azonban ennek hiányában, hiszen láttuk, hogy itt elvi problémáról van szó és hogy az eddigiekben felsorolt egyszerűbb elképzelések semmi módon nem egyeztetetők össze a tapasztalattal. Nézzük meg azonban, hogy milyen elvi nehézségek támaszthatók a fent vázolt elgondolás ellen. Elsősorban nem lehet tudni, hogy a foton mekkorára tud »dagadni«. Láttuk, hogy legalább akkora kell, hogy legyen, mint maga az interferenciaberendezés. Az eddigi legnagyobb méretű berendezéseket véve alapul, legalább 100 m-es nagyságrendet kell feltételeznünk. Kérdés továbbá, hogy abszorpciónál mi húzza össze a fotont. Az összehúzódnál c -nél gyorsabban terjedő hatásokat kell feltételeznünk. Végezetül pedig az elmélet nehezen egyeztethető össze Joffe kísérletével. Joffe pontoszerű röntgenfényforrást állított elő, melynek intenzitását ismerte és melynek sugarait kondenzátorlapok közé vitt bizmutgolyócskákra engedte.

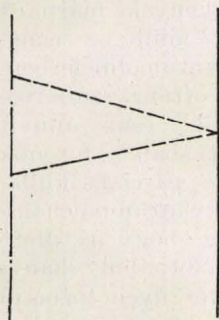


4. ábra

Ha a γ foton eltalálta a golyócskát, fotoeffektus lépett fel, a golyó töltése megváltozott, amit a Millikan-kísérlethez hasonló módon észlelni lehetett. Joffe azt találta, hogy $\frac{d\Omega}{2\pi}$ annak valószínűsége, hogy egy kilépő foton gerjessze a bizmutgolyót, ahol $d\Omega$ az a kúpszög, amely alatt a bizmutrészecske a fényforrástól látszik. A fenti elgondolás szerint ez az eredmény erősen befolyásolható kellene, hogy legyen olyan módon, hogy a fényforrás mellé, azonban a bizmutgolyóval ellenkező oldalra nagy kiterjedésű, de teljesen abszorbeáló fekete felületet teszünk. Ez a felület ugyanis sokat elnyelne azok közül a fotonok közül is, amelyeket egyébként a bizmutgolyó abszorbeált volna. Bár ezt a kísérletet ilyen értelemben tudomásunk szerint még nem végezték el, egy ilyen várakozás helyessége teljesen valószínűtlennek látszik. Ismét látjuk tehát, hogy sem az A), sem a B) alatt

felsorolt lehetőségek nem vezetnek célhoz a dilemma megszüntetésében. Ha a foton hullám, akkor igenis nagy kiterjedést kell neki tulajdonítani, ha részecske, akkor viszont igenis kis golyócskákból áll; más szóval a részecske és hullámtulajdonságokat szemléletes módon összeolvasztani nem lehet. Azt viszont már sokszor láttuk, hogy külön-külön egyik sem kielégítő.

A helyzet a lelkiismeretes fizikus előtt valóban kétségbeejtőnek látszik. Mindenekelőtt kiemelendő azonban a következő alapvető jelentőségű tény: Vannak kísérletek, amelyek a részecskeképpel megmagyarázhatók, hullámképpel nem, és vannak olyan kísérletek, amelyeknél fordított a helyzet. De nincsen olyan kísérlet, amely a részecske-természetet teljesen igényelné, amelyben a fénykvantum a részecske fogalmát teljesen kimerítené, azt teljességében bizonyítaná, és nincs olyan kísérlet sem, egyetlen egy sem, amely a hullámtermészetet igényelné teljesen, azt bizonyítaná. Valóban, hogy csak egy példát említsünk, azokban a kísérletekben, amelyekben a foton abszorpcióját, mint kis helyre lokalizált processzust, (mint a foton »becsapódását«) észlelhetjük, soha nem adhatjuk meg egyszersmind a fotonnak, mint részecskének a pályáját is. Hiszen adott



5. ábra

kísérleti berendezés mellett (lásd ábra) lehetetlenség választ adni arra a kérdésre, hogy melyik nyíláson jött át a foton.*

Éppen ellenkezőleg. Az eddigiekben felsorolt eredmények meggyőzően bizonyítják, hogy a fény nem állhat sem részecskékből, sem pedig valamely közeg által hordozott hullámokból. A kiutat éppen az a radikális felismerés szolgál-

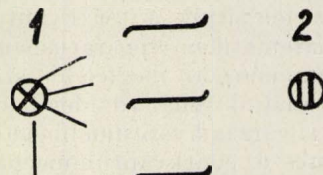
tatja, hogy a fény természetét nem lehet a makroszkopikus tapasztalatokból absztrahált szemléleti elemek segítségével megérteni. El kell fogadnunk, hogy a fény jelenléte magának a térnek valamiféle gerjesztett állapotát jelenti. A fény tulajdonságaival magát a teret kell felruháznunk.

* Ez a példa abból a szempontból érdekes, hogy jól mutatja a hullám- és részecskekép komplementer voltát. Ugyanabban a kísérletben is felléphetnek hullám- és részecsketulajdonságok egyszerre, azonban minél inkább fennáll az, hogy a kísérlet a részecskeképet igényli, annál kevesebbet mutat a hullámjellegből. Ha pl. a fenti ábrán az egyik lyukat betömjük, akkor a fotonhoz sokkal többet lehet hozzáfűzni a pálya fogalmából, viszont az interferencia megszűnik. Persze a klasszikus mintára elképzelt részecskének meghatározott pályán való mozgásának fogalma itt sem adódik ki teljesen! Ehhez azt is meg kellene mondani, hogy mikor ment át a foton a nyíláson. E célból ezt az egy nyílást is csak egy pillanatra nyitnánk ki s ha az alatt, amíg nyitva volt, átment egy foton, akkor mindenestre tudjuk, hogy mikor ment át. Ismeretes azonban, hogy ebben az esetben a foton energiáját nem tudnánk többé megmondani stb. Némely kísérletben a viszonyok pontos végigkövetése rendkívül nehéz.

Ez a felfogás nem lesz olyan idegen, ha az előbbiekre gondolva belátjuk, hogy más kiút csakugyan nincsen, másrészt pedig ha eszünkbe idézzük, hogy az éterfogalom likvidálása után maga a klasszikus Maxwell-elmélet sem más, mint térelmélet. (Amely azonban természetesen éppen a kvantumjelenségeket nem tudja helyesen leírni.) Hogy az »üres« teret bizonyos fizikai tulajdonságokkal kell felruházni, azt pl. már az égitestek egymásra gyakorolt gravitációs hatása is mutatja, amely hatás szintén az »üres« téren keresztül továbbítódik. Nos, a modern fizika tapasztalatai arra utalnak, hogy a térnek nagyonis reális fizikai tulajdonságai vannak és éppenséggel döntő szerepe van a jelenségek megértésénél.

Az első kísérlet, amely ezen a nyomon indul el, amely tehát lemond a szemléletes képről és elveti mind a konkrét részecskeképet, mind a hullámképet, viszont a részleges hullám- és részecsketulajdonságokat egyesíti, Bohr, Kramers és Slater próbálkozása. Elgondolásukat csak egészen röviden említjük meg. Állításuk összefoglalva: nincs is »foton«, úgyszólván semmi sincs, amit fénynek lehetne nevezni, csak az anyagot és az azon végbemenő változásokat észleljük.

Pl. a fényemisszió és abszorpció jelenségét a következőképpen kell elképzelni: Az 1-es lámpa »melegíti a teret«, gerjeszti, pl. olyan módon, hogy gerjesztett atomjai alapállapotba esnek le. A 2-es



6. ábra

abszorbens viszont elnyeli az így felszabadult energiát olyan módon, hogy statisztikusan ugyanannyi atomja alapállapotból gerjesztett állapotba kerül. Az egyes elemi processzusokra nem is igaz az energia- és impulzus-tétel, azonban makroszkopikusan, mint statisztikai törvényszerűség, tekintettel az elemi processzusok nagy számára, kiadódik. A térnek tehát csak virtuális szerepe van. Ezt a virtuális gerjesztettséget a klasszikus hullámok írják le, amelyek valószínűségi jellegűek: Ahol nagy az amplitúdó, ott valószínű az egyes processzusok bekövetkezése (az utóbbiak felelnek meg a részecske-tulajdonságoknak, míg a valószínűségi hullámoknak viselkedését, mint említettük, a hullámegyenletek írják le, t. i. a Maxwell-egyenletek). A következő évben azonban Bothe és Geiger koincidenca-berendezés segítségével bebizonyította, hogy a Compton-effektusnál az energia- és impulzus-megmaradás elve az egyes elemi processzusokon belül is igaz. Ezzel a fent leírt elméletet megcáfolta. Azóta számos egyéb pontos mérés is bizonyítja, hogy az említett megmaradási elvek az elemi folyamatokra is érvényesek.

Ebből tehát következik, hogy mégis van értelme fotonról beszélni. A fotonok az energia- és impulzus-kvantumok »megszemélyesítői«. Van értelme azt mondani, hogy ha egy atom az E_1 energiájú állapotból az E_2 energiájú állapotba

esett le, akkor egy $h\nu = E_1 - E_2$ energiájú foton került a térbe; ha egy másik atom az E_2 nívóról az E_1 -re emelkedik fel, akkor egy $\frac{E_1 - E_2}{h}$ frekven-

ciájú foton eltűnt a térből. Erre a folyamatra azt mondhatom, hogy az egyik atom emittált egy fotont, a másik elnyelte és ez a kijelentés bizonyos mértékig megfelel pl. annak a régebbi naiv kijelentésnek, hogy az egyik atom kibocsátott egy golyócskát, amely elrepült a másik atomig és ott elnyelődött. Megfelel pedig annyiban, hogy most is igaz az energia- és impulzus-megmaradás elve éppen úgy, mint a naiv modell esetében, mélyebb értelmet nyer azonban ez a kijelentés annyiban, hogy kimondásakor arra gondolunk, hogy emissziónál a tér $h\nu$ energiával gerjesztett állapotba kerül, az abszorpciónál ez a gerjesztettség megszűnik. Ha az első atom »2 fotont« bocsát ki, az egyszerűen annyit jelent, hogy a tér kétszer $h\nu$ energiával, tehát magasabban lesz gerjesztve.

A fotonnak ez a most felvázolt fogalma természetesen csak akkor telik meg igazán tartalommal, ha megtaláljuk azt a matematikai apparátust, amely leírja az elektromágnesség, a fény tulajdonságait hordozó tér viselkedését, másszóval ha felépítjük a tér kvantumelméletét. Ebben a matematikai apparátusban a fotonok konkrét, matematikai megfelelői szabatosan megadhatók. Foglalkozunk tehát röviden össze, hogyan indulunk el a sugárzás kvantumelméletében. Az alapelv ismeretes a pontkvantummechanikából. A klasszikus egyenletekből indulunk ki, azonban bennük azokat a mennyiségeket, amelyeket a klasszikus elméletben, mint az idő függvényét kerestünk, (pl. a részecskék koordinátái) most a kvantumelméletnek megfelelően átértelmezzük, operátorokat rendelünk hozzájuk, és azokkal számolunk tovább. Azok a függvények, amelyekre ezek az operátorok hatnak, hivatottak leírni a rendszer lehetséges állapotait. Minden operátorhoz tartoznak speciális, ún. sajátfüggvények, illetve az ezekhez hozzárendelt sajátállapotok. Tekintsük például az energia operátort. Ha a kvantummechanikai rendszer állapota ennek sajátállapota, az annyit jelent, hogy az energia ebben az állapotban egy bizonyos meghatározott értéket vesz fel. Nos, a sugárzás problémájánál szintén a klasszikus egyenletekből indulunk ki, amelyek pl. anyag-tól mentes elektromágneses tér esetén így hangzanak:

$$\Delta^2 A - \frac{1}{c^2} \ddot{A} = 0, E = -\frac{1}{c} \dot{A}, H = \text{rot } A \quad \dots 1)$$

ahol az A a vektorpotenciál, E és H az elektromos illetve mágneses térerősség. Az eljárás a következő: valamilyen alkalmasan választott ortogonális $A_1(x, y, z), A_2(x, y, z), \dots A_k(x, y, z), \dots$ függvényrendszer szerint kifejtjük az A vektorpotenciált: $A = \sum_{\lambda=1}^{\infty} q_{\lambda}(t) \cdot A_{\lambda}(x, y, z)$ ahol az A_{λ} -kat bizonyos feltételektől eltekintve szabadon

választhatjuk, természetesen úgy, hogy valóban minden függvény az A_{λ} -k szerint haladó sorba legyen fejthető. A matematikából ismeretes, hogy

pl. megfelel az $A_{\lambda} = a_{\lambda} e^{\frac{2\pi i}{L}(n_{\lambda x}x + n_{\lambda y}y + n_{\lambda z}z)}$ választás, ahol a_{λ} egy konstans vektor, $n_{\lambda x}, n_{\lambda y}, n_{\lambda z}$ egész számok, L pedig a térnek nagysága (matematikai okokból a teret végesnek, bár igen nagy-nak tekintjük. L természetesen a számítás végén kiesik). Egyébként rögtön látszik, hogy ezek az A_{λ} -k éppen a különböző $(n_{\lambda x}, n_{\lambda y}, n_{\lambda z})$ irányvektorok által meghatározott irányokban haladó síkhullámoknak felelnek meg. (Olyan értelemben tudniillik, hogy ha klasszikusan számolnánk tovább, akkor az 1) egyenleteket éppen a $q_{\lambda}(t) = e^{-iv_{\lambda}t}$ helyettesítéssel lehetne kielégíteni, ahol $v_{\lambda}^2 = \left(\frac{2\pi c}{L}\right)^2 (n_{\lambda x}^2 + n_{\lambda y}^2 + n_{\lambda z}^2)$, már pedig az

$a_{\lambda} e^{i\left[\frac{2\pi}{L}(n_{\lambda x}x + n_{\lambda y}y + n_{\lambda z}z) - v_{\lambda}t\right]}$ kifejezés pontosan egy említett irányú síkhullámot ábrázol.) Azonban hangsúlyozzuk, lehetne sok másféle módon is megválasztani az A_{λ} -kat a sorfejtéshez. Erre a kérdésre a későbbiekben még visszatérünk, de már itt leszögezzük, hogy a számítások végeredménye az A_{λ} -k speciális választásától független.) A $q_{\lambda}(t)$ ismeretlen függvények mármost itt pontosan úgy szerepelnek, mint az ismeretlen koordináták a pontkvantumelméletben. Rájuk alkalmazzuk tehát az ottani szabályokat. Részletekbe nem megyünk, csak annyit emelünk ki: Ebben az apparátusban a fotonok úgy jelennek meg, mint az egyes parciális hullámok. Az egyes q_{λ} -k »nagysága« (kvantummechanikailag átértelmezve) szabja meg, hogy az illető parciális hullámnak megfelelő fotonból »hány« van jelen, helyesebben, hogy a tér ilyen formájú gerjesztése milyen fokú, mennyire erős. Ezt precízebben is megfogalmazzuk. Gondolatban írjuk fel a sugárzó tér energia-operátorát, (tekintsünk el egyelőre az elektromágneses tér és az ebben levő anyagi részecskék kölcsönhatásától, akkor az energia egyszerűen a térenergia és a részecskék energiájának az összege és a nekik megfelelő operátorok is egyszerűen összeadódnak), és nézzük meg, hogyan és mivel tudjuk jellemezni ennek sajátállapotait. Ismeretes, hogy például a közönséges kvantumelméletben a hidrogénatom sajátállapotait 3 kvantumszámmal (n, l, m) lehet jellemezni, amelyek mindegyikéhez bizonyos »viszonylag szemléletes« jelentést lehet fűzni.

A helyzet itt is hasonló. A térnek és a benne lévő anyagnak egy meghatározott energia-értékhez tartozó állapotát kvantumszámoknak egy meghatározott sorozatával lehet jellemezni. Ezek között szerepelnek először is a térben jelenlévő atomok kvantumszámjai (és pedig ezek az atomok éppen az ezen kvantumszámoknak megfelelő energiaértékekkel járulnak hozzá az összehozáshoz). Továbbá minden A_{λ} parciális hullámhoz, fotonhoz tartozik egy kvantumszám, ezt az illető parciális hullámhoz tartozó betöltési számnak

nevezhetjük, mely csak egészszámú értékeket vehet fel, és pedig, ha értéke n_λ , akkor ennek a parciális hullámnak adaléka az összenergiához $n_\lambda h\nu_\lambda$. (Mindennek levezetésére itt nem térhetünk ki.) Éppen ez indokolja a betöltési szám nevet, mert hiszen azt mondhatjuk, hogy $h\nu_\lambda$ energiájú fotonból éppen n_λ db. van jelen. Sőt éppen ebből látszik, hogy miért feleltetjük meg a »fotonoknak«, vagyis a fény energia-impulzus kvantumainak éppen ezeket a parciális hullámokat. Másrészt viszont minden tulajdonság, amivel a foton felruházhatjuk, ebben az apparátusban benne van. Láthatjuk pl. hogy ha valamely $n_\lambda = 2$, ez valóban pusztán annyit jelent, hogy a térnek A_λ -val jellemzett rezgés-formája kétszeres energiával van gerjesztve és aligha volna értelme a két foton valamilyen módon különválasztani. A fotonokhoz nem lehet az individuális lét fogalmát a naiv szemléletnek megfelelő módon hozzákapcsolni. Ez nyilvánul meg abban a tényben is, melyet már említettünk, hogy az A_λ -kat, tehát az egyes parciális hullámokat, az egyes fotonokat, bizonyos önkénnyel választhatjuk meg. (Matematikailag egy másik választásra való áttérés egyszerűen egy kanonikus transzformációt jelent.) Láthatjuk tehát, hogy a foton szót hallva a tér gerjesztett állapotára kell gondolnunk, a fotonok száma a gerjesztés fokát jelenti, a fotonok »helyének« vagy »alakjának« közvetlen fizikai jelentése nincsen.

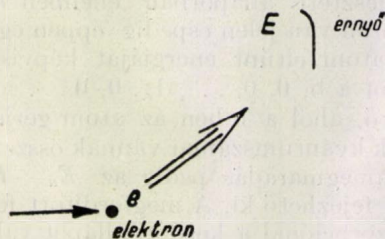
Nem mehetünk bele a kvantumelektrodinamika további részleteibe. A sugárzás kvantumelmélete teljesítőképeségét illetően messzenőn igazolta a várakozást. Nehézségek természetesen vannak, azonban nincsen olyan elmélet, amely ne ismerne megoldatlan problémákat.

Noha tulajdonképpen eljutottunk oda, hogy mit kell körülbelül »foton« alatt érteni a fizika jelenlegi stádiumában, még részletesebben meg kell, hogy nézzük, hogyan kapcsolódik a fotonnak most már exakt fogalma a tárgyalás első felében felhozott szemléletesebb leírásmódokhoz. Hol és hogyan mutatkoznak meg a részecske- és hullámtulajdonságok és hogyan kell nézni a kvantumelektrodinamika szemszögéből a felsorolt kísérleteket. Először is leszögezzük, hogy azok a korpuszkuláris tulajdonságok, melyek önkényes szemléleti elemek hozzáfűzése nélkül valóban megfigyelhetők, lényegében egyszerűen az impulzus és energia kvantumos kicserélését, illetőleg ezzel párhuzamosan az energia-impulzus tételnek az egyes elemi processzusokra való érvényességét jelentik. Ezek és csak ezek a korp. tulajdonságok valóban közvetlenül kiadódnak az elméletből. Nézzünk egy pár tipikus példát, először a fényemisszió jelenségét. A kvantumelektrodinamika eljárása a következő: Abból a kezdő állapotból indulunk ki, hogy a sugárzó térben egyetlen gerjesztett atom (mondjuk hidrogén atom) van jelen, nlm kvantumszámokkal jellemezve. A továbbiakban egyszerűség kedvéért egyetlen »a« betűvel fogjuk összefoglalva jelölni ezt a három kvantumszámot.

Foton nincs jelen a térben: Az összes n_λ betöltési szám a 0 értéket veszi fel. A fent említett jelölésmóddal élve, az egész rendszer állapotát az $a, 0, 0, 0, \dots$ sorozat jellemzi. Ezek után (a számítást nem részletezzük) felírjuk az atom és a sugárzó tér kölcsönhatásának kvantummechanikai kifejezését, és ismert módon mint perturbációt vesszük tekintetbe. Ismeretes, hogy ez a perturbáció átmeneteket létesít a kezdeti állapotból más állapotokba. Minden átmenetnek ki tudjuk számítani a valószínűségét. A számítás szerint 0-tól különböző valószínűséggel csak olyan állapotokba történik átmenet, amelyekben az atom nincs többé gerjesztett állapotban, ellenben a térben egyetlen foton van jelen és pedig éppen egy olyan, amely az atom eltűnt energiáját képviseli. Egy ilyen állapot a $b, 0, 0, \dots, 1_\lambda, 0, 0, \dots$ sorozattal jellemezhető, ahol a b -ben az atom gerjesztetlen állapotának kvantumszámai vannak összefoglalva. Az energiamegmaradás pedig az $E_a - E_b = h\nu_\lambda$ egyenlettel fejezhető ki. A megfordított folyamatnál az abszorpciónál a kezdeti állapot valamilyen $b, 0, 0, \dots, 1_\lambda, 0, 0, \dots$ állapot, a végállapot $a, 0, 0, 0, \dots$. Ha a kiinduló helyzet az, hogy a térben jelen van egy foton és több atom gerjesztetlen állapotban, akkor a számítás minden további nehézség nélkül kiadja azt, hogy átmenet csak olyan állapotba lehetséges, amelyben a foton eltűnik és az egyik, de csak egyetlen atom gerjesztett állapotba kerül. Azonnal érthetővé válik tehát, hogy miért nem lehetett a foton »becsapódását« két különböző helyen észlelni egyszerre, más szóval, hogy miért nem lehetett a foton »feldarabolni«. Sőt ezen túlmenőleg érthetővé válik maga az a tény, hogy miért abszorbeálódnak a fotonok egy atomra koncentrálódva, »becsapódás« formájában. Ami mármost azokat a jelenségeket illeti, amelyek a fény hullámtermészetére utalnak, ezekre nézve részletezés nélkül megjegyezzük, hogy ezek a tulajdonságok magukba az (A_λ) parciális hullámokba olvadnak be az elméletben.

Eddig elintéztük az »objektív korpuszkuláris tulajdonságokat« és ezzel kapcsolatban láttuk, hogy a fotonok elsölegesen, exaktul, bár nem szemléletesen, egyszerűen a térenergia és impulzus kvantált voltának megjelenítői. A gyakorlatban azonban az a helyzet, hogy sok kísérletet a közvetlen tapasztalaton túlmenő képekkel teszünk a magunk számára szemléletessé. Pl. a Compton-effektust mindenki úgy képzei el, hogy a foton kis golyó módjára ütközést szenved az elektronon és irányt változtatva halad tovább, csökken impulzussal. Természetes, hogy az ilyen elképzelések exakt megfelelőit már nem találhatjuk meg a kvantumelektrodinamikában. Esetről-esetre lehetséges azonban a számítást úgy vezetni, hogy annak menete a szemléletes elképzeléshez simuljon, annak megfelelően. Így pl. célszerű épen a Compton-effektusnál az A_λ parciális hullámoknak a fentiekben megadott, különböző irányokba mutató síkhullámokat választani. Ekkor ugyanis bizonyos szemléletességgel azt lehet mondani, hogy a

különböző fotonok abban különböznek, hogy különböző irányban haladnak. A számításnál megint abból indulunk ki, hogy egyetlen megadott irányú foton van jelen a térben, és egy elektron, és ki-számítjuk az átmenet valószínűségét, egy olyan állapotba, melyben ez a foton eltűnt, (a hozzá-tartozó betöltési szám 0 lett) és egy másik irányú foton megjelent. Az érdekes a következő: Ha a számítás pl. azt mutatja, hogy csak olyan fotonok megjelenésének van valószínűsége, melyek-nek »iránya« (ezt, ismételjük az $(n_{\lambda,x}, n_{\lambda,y}, n_{\lambda,z})$ vektor szabja meg) az ábrán kettős nyíllal van feltüntetve, akkor a kísérlet is azt az eredményt



7. ábra

szolgáltatja, hogy egy kis felfogó-ernyőt az elektrontól távol a térben körülhordozva csak akkor észlelünk becsapódást, ha az ernyő az ábrán felrajzolt helyen van. Ha tehát ebben a számításban az A_λ parciális hullámokat, a fotonokat síkhullámoknak választjuk, akkor valóban hozzásimulunk az ütköző golyócska szemléletes képéhez. Erősen hangsúlyozzuk azonban, hogy a megfeleltetést nem lehet túlzásba vinni és semmi-esetre sincs értelme pl. azt a kérdést feltenni, hogy az A_λ , az egész térben egyenletes amplitúdóval kiterjedő síkhullámnak megfelelő foton »melyik időpillanatban hol tartózkodik« az $e-E$ »pályán«. Dehát ezek szerint semmit sem lehet lokalizálni a térben? A klasszikus elmélet szerint az atomok véges hosszúságú hullámvonalakat bocsátanak ki, az ezekben tartalmazott energia c sebességgel halad a térben. Hogy a fényhatások valóban c sebességgel terjednek, azt sokszorosan igazolta a tapasztalat, hogyan kell ezt összhangba hozni az egész térre kiterjedő fotonokkal, A_λ -kkal? Az energia lokalizációja, a fényhatások véges sebes-séggel való terjedése valóban kiadódik az elmélet-ből. Ehhez azonban ismét le kell mondanunk, az objektív tapasztalatokon túlmenő önkényes szem-léleti elemekről. A bajt az okozza, ha a következőt gondoljuk magunk elé pl. az emisszió jelenségé-nél: A rendszer (atom + sugárzótér) kezdeti állapota az $a, 0, 0, \dots$ állapot. Egy idő múlva a rendszer átment valamilyen $b, 0, 0, \dots$ állapotba.

Ugyanis pontosabban megnézve a dolgot, a helyzet az, hogy a rendszer ilyen állapotoknak, amelyek egymástól abban különböznek, hogy más-más $n\lambda$ veszi fel az 1 értéket, szuperpozíció-jába ment át. A számításokat ismét nem követ-hetjük végig, azonban bizonyos mértékig azt mondhatjuk, hogy ha pl. az ilyen módon gerjesztett tér egy második atomra hat, akkor a szuper-

pozícióban szereplő fotonok együttesen hatnak rá. Ilyen módon lehet levezetni a fényhatás terjedési sebességét és más olyan jelenségeket, amelyek az energia tér- és időbeli lokalizációjával kapcsola-tosak. Ezzel egyúttal »a különböző fotonok inter-ferenciájának« problémáját is érintjük. Ha a szuperpozícióban szereplő síkhullám-fotonok együt-tesen hatnak egy további, a térben elhelyezett atomra, akkor nyugodtan lehet azt mondani, hogy ezek a különböző fotonok interferálnak egymással.

Az előbbi bekezdés tartalma a következő: Ha az egyes elemi processzusokat precízen vizsgá-ljuk, akkor kitűnik, hogy az elektromágneses tér végeredményben meglehetősen összetett és bonyo-lult módon viselkedik, melyhez a klasszikus szemléleti képek csak egyszerű esetben és akkor sem részletekbe menően fűzhetők hozzá; a kvantum-elektrodinamika segítségével ugyan pontosan tár-gyalhatók, viszont az itt fellépő fotonok, mint olyanok, viszonylag másodlagos jelentőségűek. Ugyanezt más szavakkal kifejezve: alig lehet pontosan megmondani, mit jelent az a kijelentés, hogy egy atom kibocsátott egy foton, azonban pl. ha azt kérdezzük, hogy egy adott szórakísérlésben milyen lesz a kiváltott fotoelektronok számának szögeloszlása, ezt pontosan ki tudjuk számítani.

Befejezésül egy hasonlattal szeretnénk köze-lebb hozni a fizikai tulajdonságokkal felruházott térnek a szemlélet számára nehezen hozzáférhető szerepét. (Ez a hasonlat Marx Györgytől származik.) Egy fénykvantum emisszióját és rá-következő abszorpcióját a következő »folyamathoz« fogjuk hasonlítani: Valaki mondjuk Budapesten felad bizonyos pénzüsszeget egy szegedi címre és a címzett megkapja. Ismeretes, hogy a feladott pénz mennyisége csak a legkisebb pénzegység, a »pénz-kvantum« többszöröse lehet. Viszont hiábavaló lenne a kísérlet, a szó szoros értelmében végig-követni a kérdéses pénzmennyiség útját a fel-adótól a címzettig. »Emissziókor« a pénz beleolvad a takarékpénztár testébe, »Abszorpciókor« ugyan-az a mennyiség kiválik: igaz a »megmaradás« tétele, azonban meddő próbálkozás volna meglesni, hogyan ugrik szét egy 10 forintos 2 db 5 forintosra.

Ugyanez a problémakomplexum, amelyet most az elektromágneses tér kvantumelméletével kap-csolatban ismertettünk, ma sokkal általánosabb körben aktuális az azóta felfedezett számos új részecsketípussal kapcsolatban. Újabban különö-sen Blohincev hangoztatja kutatása programja-ként, hogy a részecskék tulajdonságaival magát a fizikai teret kell felruházni. Ha igaz is, hogy az elemi részek térkvantumelméletében még elég sok a nehézség az elért eredmények mellett (ami-nek nagyrészt az az oka, hogy az elemi részek közt ható erőkről a tapasztalat eddig nem mondott meg-eleget) mégis éppen a részecskék egymásba való átalakulásának lehetősége meggyőzően bizonyítja, hogy valóban ez kell legyen a fejlődés útja.

Károlyházi Frigyes

Eötvös Loránd Tudományegyetem
Fizikai Intézete

Ipari emissziós színeképelemzés

Bevezetés

A spektroszkóp már régóta mint a tudományos kutatómunka egyik leghatékonyabb eszköze ismert. A spektroszkópiai eljárások hatékonysága azonban különösen akkor lett nyilvánvalóvá, amikor az összes fajta anyagmintákban található atomfajták minőségi és mennyiségi meghatározására kezdték felhasználni. Az azonosítás egyszerűsége, gyorsasága, megbízhatósága és újabban az emissziós spektroszkópiai elemzés pontossága az elmúlt két évtized alatt mindinkább ismertté vált és jófelszerelt, az elemző kémia feladataival foglalkozó mezőgazdasági, asztrofizikai, biológiai, kémiai, geológiai, metallurgiai, fizikai stb. laboratórium nem nélkülözheti a spektrográfiai berendezést.

Az elemző emissziós színeképelemzés kérdésével az elmúlt két évtized alatt több ezer folyóiraticikk foglalkozott. Így mint minden más hirtelen fejlődő tudományágban a fejlődés követése csaknem lehetetlen olyan egyén számára, aki a kérdés iránt csak általánosságban érdeklődik, vagy aki azt csak mint segédeszközt használja fel másirányú munkájánál. Az utóbbi években néhány, a tárgykört többé-kevésbé felölelő könyv is megjelent, amelyek azonban az emissziós színeképelemzés kérdését rendszerint csak meghatározott szempontból tárgyalják. Ennek a dolgozatnak a célja az emissziós színeképelemzésről rövid, de átfogó tájékoztatást adni.

A további tárgyalás folyamán emissziós színeképelemzés vagy emissziós spektrálanalízis alatt keverékek és vegyületek vegyi összetételének minőségi és mennyiségi meghatározását értjük az emissziós színeképelemzés módszereinek a segítségével. Az emissziós színeképelemzést azonos optikai rendszerrel — prizmás vagy rácsos spektrográfokkal — uralható mintegy 2000 és 7000 Å hullámhosszhatárok közötti színeképtartományban gyakorolják.

Az emissziós színeképelemzés alapja az a fizikai jelenség, hogy ha az elemeket izzó gőzállapotba hozzuk, reájuk jellemző sugárzást bocsátanak ki. A sugárzás hullámhosszak szerinti megoszlása minőségi, a sugárzás fényerősségének megmérése mennyiségi következtetések levonására alkalmas.

A mennyiségi emissziós színeképelemzés egyelőre empirikus eljárás. A vele való mennyiségi elemzés összehasonlítás útján történik oly módon, hogy ismert százalékos összetételű minták segítségével hitelesítő görbéket állítunk fel, amelyeket aztán felhasználunk ismeretlen összetételű próbák százalékos összetételének meghatározására. Ez a tény azt jelenti, hogy az elemző eljárás minden egyes mozzanatát szigorúan megismételhető viszonyok közt kell lebonyolítani. Ennek a követelménynek megfelelően születtek meg a különböző eszközök és eljárások.

Gerjesztés

Az anyagoknak izzó gőzállapotba való hozását gerjesztésnek nevezzük. Az elemezni kívánt anyagokat izzó gőzállapotba magas hőmérsékletű lángban, villamos ívben vagy villamos szikrában hozhatjuk.

A spektroszkópiai elemző gyakorlatban a láng, az egyenáramú villamos ív, az egyen- és váltóáramú szaggatott ív, a kisfeszültségű kondenzált szikra, a nagyfeszültségű váltóáramú ív és a nagyfeszültségű kondenzált szikra a szokásos gerjesztőeszköz.

Lánggerjesztésnél az elemezni kívánt anyagot oldat alakjában acetilén-levegő, vagy más gáz-levegő (esetleg gáz-oxigén) keverék lángjába porlasztjuk. Lángban aránylag egyszerűen lehet a gerjesztési viszonyokat állandósítani. Ha a gázt és az égéshez szükséges levegőt állandó nyomáson vezetjük a lángba (egyszerűen teljesíthető feltétel), továbbá pedig az oldat elporlasztása is egyenletesen történik, jól megismételhető gerjesztési viszonyok állíthatók elő. Ennek ellenére a láng legkevésbé elterjedt elemző spektroszkópiai gerjesztő eszköz, mert az elemzendő anyagot először oldatba kell vinni, továbbá pedig a lángban uralkodó aránylag alacsony hőmérséklet miatt csak alacsony energianívók gerjeszthetők.

Az *egyenáramú villamos ív* az összes fényforrások között a legegyszerűbbnek minősíthető. Az ív létesítéséhez 110–220 V feszültség mellett, 2–15 A erősségű áramot szolgáltatni képes egyenáramú forrásra van szükség. Az esetek legtöbbszörében már 5–6 A áramerősséggel is kijövünk. A hálózati feszültséget az ívfeszültségre előtétellenálláson keresztül ejtjük le.

Az egyenáramú ív a legkevésbé megismételhető fényforrás. Az ív ugyanis az elektródok felületén szeszélyesen ide-oda vándorol, ezáltal — különösen ha a fényforrásnak a résre való leképezésével dolgozunk — a spektrálkészületekbe jutó fény mennyisége változik.

Általában az áramerősség az ívben ingadozik, ami az ív hőmérsékletének ingadozását és a gerjesztési viszonyok állandó változását vonja maga után. Ha az íven állandó áram folyik át, ez még mindig nem jelenti az ívben a viszonyok állandóságát, mert a gerjesztési viszonyok függenek az ív keresztmetszetétől is, ami szintén változó. Az ívben uralkodó nagy gőzsűrűség erős önabszorpcióval jár, ez is változik. A színeképvonalak fényerősség viszonyát még nagy mértékben befolyásolja az a tény, hogy az ív sok esetben »helyben» ég, ami frakcionális desztillációt idéz elő, egyes elemek korábban, mások később gőzölögnek el. A minta összetételében való változás természetesen megváltoztatja az ívgőz összetételét és ezzel együtt ionozó feszültségét. Ez viszont megváltoztatja a gerjesztés hőmérsékletét.

Belső sztandard esetében (erről még később lesz szó), ha a gerjesztési feszültségek hasonlóak, az elemző pár fényerősség-viszonyát csak kevésbé befolyásolja a hőmérséklet-változás. Ha azonban a vonalpár vonalainak gerjesztési feszültsége lényegesen különbözik, a fényerősség-viszony igen érzékeny lesz az összetétel változásaira. Ez különösen atom-ion párra vonatkozik. A minta összetételének megváltozása következtében, a fényforrás gerjesztési hőmérsékletében beálló változások kiegyensúlyozására bevezették a spektroszkópiai buffereket. Ha az ívoszlopban ugyanis az elemek egy keveréke van jelen, a legalacsonyabb ionozó feszültséggel bíró elem a legfontosabb az ív hőmérsékletének beállításánál. Ezért ha az ívfényforrás hőmérséklet-ingadozásait ki akarjuk küszöbölni, minden mintához jelentős mennyiségű alacsony ionozó feszültséggel bíró elemet kell adagolni. Alacsony ionozó feszültségeik miatt az alkáli fémek rendszerint jó bufferek még akkor is, ha csak kis mennyiségben vannak jelen.

A kalciumkarbonátot is sokszor használják buffernek. A kalcium ionozó feszültsége (6,09 volt) eléggé alacsony ahhoz, hogy az ívben az összetételváltozás miatt előálló nagyobb hőmérsékletváltozásokat meggátolja. Ha nagyobb mennyiségben vannak jelen alkáli fémek, a kalcium hatástalanává válik. A Ca mégis azért jön szóba, mert az alkáli fémek az ívelési idő elején gyorsan elgőzölögnek, ami a Ca nehezebb elgőzölögése miatt nem így van. Szóbajönnek mint bufferek még stroncium és bárium is.

A katód-réteg eljárás (cathode layer method, Glimmschichtverfahren) azon a jelenségen alapszik, hogy ha a vizsgált anyag csak nyom-mennyiségben van jelen, az ívben uralkodó térerősség hatására az ionok a katód felé vándorolnak. Ennek következtében a katód közelében, de attól elkülönítve, az ionok és azok rövid élettartama miatt az atomok dúsulni fognak. Erre az ionvándorlásra alapozva építették ki a katódrétegelemző eljárást, amely a katód előtt feldúsult ionok, illetőleg atomok jelenlétét használja fel elemzés céljaira. Ilyen módon az elemzés érzékenysége sok esetben növelhető.

Az egyen- és váltóáramú szaggatott ív segítségével az egyenáramú ív hátrányai nagy mértékben kiküszöbölhetők. Egyenáramú szaggatott ív esetében arról van szó, hogy rövid ideig tartó (0,01–1 mp) ívet keltve, azt az egyenáramú tápláló áramkörbe iktatott kapcsoló segítségével megszakítjuk, amit rendszerint tetszés szerint beállítható hosszabb vagy rövidebb szünet követ. Az ív gyújtása nagyfrekvenciás nagyfeszültségű áramokkal történik. Sokkal elterjedtebb ennél a váltóáramú szaggatott ív, ahol az ívet egy-egy félperiódus alatt nagyfrekvenciás gyújtóáramokkal begyújtva, az ív a félperiódus végén elalszik. Itt általában nincs szükség arra, hogy az ívet tápláló áramkörbe szakítót iktassunk, mert az ív a félperiódusok végén amúgyis elalszik, kivéve azt az esetet, amikor az elektródok erős felmelegedése

miatt a thermionos emisszió következtében a váltóáramú ív önmagától is begyúl és a nagyfrekvenciás gyújtás elveszti vezérlőképességét. Az árammentes szünetek beiktatása olyan módon történik, hogy a szünetidő alatt a nagyfrekvenciás gyújtóáramokat kikapcsolják. A szaggatott ív szinképi érzékenysége nagy mértékben megközelíti az egyenáramú ív érzékenységét, a vele kapott szinképek hátttere tisztább, a sávok száma lényegesen kisebb. Az ív égéseinek és szüneteléseinek beállíthatósága miatt az elektródok hőmérséklete jól szabályozható, így könnyen olvadó elektródok és oldatok gerjesztésére is jól alkalmas. Mennyiségi elemzésénél a szaggatott ív az egyenáramú ívnél nagyobb pontosságot szolgáltat, de általában nem éri el a szikraelemzés pontosságát.

Alacsonyfeszültségű kondenzált szikra keltésénél nagykapacitású (1–2000 mikrofara) kondenzátorokat töltenek fel 200–2000 volt feszültségre, amelyeket azután gyújtószikrák segítségével kisütnek az elemzendő elektródok között. Az így keletkező kisülés lényegesen rövidebb ideig tart, mint a fentebb ismertetett ívkisülések, hasonló kondenzátorkisülés a váltóáramú hálózat félperiódusának tört része alatt lejár szódik. Kisebb töltési feszültségek mellett a kondenzátor-kisülés aperiodikus, nagyobb töltési feszültségek esetében pedig periodikus jellegű lesz. A vizsgálatok azt mutatják, hogy hasonló kisülések rövid ideig tartó ívek, amelyeknél azonban az áramerősség és így az ívközben a hőmérséklet is lényegesen nagyobb mint a közönséges íveknél. Az alacsonyfeszültségű kondenzált szikra táplálható mind egyen-, mind váltóárammal.

A különböző elemek által kibocsátott vonalak fényerősség-viszonyát az anyagok elgőzölögése az elektródokon magas hőmérsékleteken, a különböző atomenergianívók viszonylagos gerjesztése és az újból való abszorpció befolyásolják. A különböző energianívók viszonylagos gerjesztése alacsony hőmérsékletű kisüléseknél nagyon érzékeny a hőmérséklet-ingadozásokra. Atmoszférikus nyomáson történő kisülésnél, a viszonylagos gerjesztésnek a hőmérséklet változásával való ingadozása, az atomoknak az energianívók közötti exponenciális eloszlása miatt, emelkedő hőmérséklettel csökken. Ezért szikrával — a magasabb hőmérséklet miatt — lényegesen pontosabb elemzési körülmények valósíthatók meg, mint ívekkel. Mivel a hőmérséklet az áramerősséggel nő, nagy áramlökések felhasználásával aránylag kis átlagos áramerősségű kisülésekben nagy hőmérséklet érhető el. Hasonló jellegű gerjesztések másik előnye, hogy az elektródok felhevülése elkerülhető. Szilárd elektródok felhevülése a gázokban és gőzökben az egyensúly beállításához szükséges időhöz viszonyítva lassú folyamat. Ha a kisülés csak rövid ideig tartó, az elektródok nem hevülnek fel jelentős mértékben. A gőzsűrűség ekkor viszonylag kicsi. Ez a feltétel meggátolja az effektív hőmérséklet csökkenését (amely egyébként a fémgőzök alacsony gerjesztési és ionozó feszültségei

miatt bekövetkezne) és csökkenti és állandósítja az abszorpciót. Így nagy erősségű és rövid ideig tartó áramokat alkalmazva, a kisülési körben nagy hőmérsékletű gőzöket és gázokat kapunk, az elektródok aránylag alacsony hőmérséklete mellett. Ez a színeképvonalak állandó fényerősség-viszonya szempontjából fontos.

Az alacsony feszültségű kondenzált szikra érzékenysége valamivel kisebb, mint a szaggatott íveké, pontossága azonban lényegesen nagyobb és sok esetben eléri a nagyfeszültségű kondenzált szikra pontosságát.

A nagyfeszültségű váltóáramú *iv* a legkevésbé elterjedt gerjesztőeszköz. 2000—4000 V feszültségű és 1—4 A áramerősségű ívről van szó, amelynél nincs szükség külön gyújtóáramra, mert az aránylag nagy feszültség és kis elektród távolságok miatt minden félperiódus alatt önmagától begyűl és elalszik. A nagyfeszültségű áramkörbe iktatott nagy ellenállás az ívközben a feszültséget az ívfeszültségre ejti. Érzékenységet az egyenáramú ívével azonosnak veszik, az elérhető elemzési pontosság viszont nagyobb.

A nagyfeszültségű kondenzált szikra a legkevésbé érzékeny, de legnagyobb pontosságú eredményeket szolgáltató gerjesztő eszköz. A vizsgált próbát itt 15 000—40 000 voltra feltöltött 500—20 000 pikofarad kapacitású kondenzátoroknak az elemzőszikrák között át való kisütésével gerjesztjük. A szikrák jó megismételhetősége végett kidolgoztak úgynevezett vezérelt gerjesztőberendezéseket, amelyeknél a szikrák időegységre eső számát, valamint a szikrák energiatartalmát kényszerű módon szabályozzák. A nagyfeszültségű kondenzált szikra a legelterjedtebb spektroszkópai gerjesztőeszközök közé tartozik.

Színeképelemző készülékek

A fényforrások által előállított sugárzás felbontására prizmás és rácsos színeképelemző készülékeket alkalmaznak. Európában csaknem kizárólag prizmás készülékek használatosak, Amerikában viszont használnak mind prizmás, mind rácsos spektrográfokat. Legelterjedtebbek a 24 cm (vagy 10 hüvelyk) hosszúságú lemezekkel (vagy filmekkel) dolgozó ú. n. középmeretű spektrálkészülékek. Az egy-egy ilyen kvarc optikával bíró készülékekkel lefényképezhető színeképtartomány — készülékektől függően — 2000—10 000, 2000—6000, 2300—4500 Å között van. Hasonló készülékek a legtöbb színeképelemző feladat megoldására alkalmasak. Igen vonaldús színeképek elemzésénél Littrow-rendszerű autokollimációs készülékeket használnak; hasonló készülékeknel a 2000—10 000 Å közötti színeképtartomány hossza kvarc optikával 67 cm körül van, amit több részletben lehet lefényképezni. Utóbbi készülékek optikája cserélhetően kvarcból és üvegből van, így a 3500—10 000 Å közötti színeképtartományban nagyobb a felbontás és a diszperzió.

Addig, amíg a kereskedelemben kapható prizmás készülékek felépítésüket illetőleg meglehető-

sen azonosak, a rácsos színeképelemző készülékek igen változatos kivitelben készülnek. A gyakorlati spektroszkópai célokra felhasznált készülékekben kizárólag konkáv rácsokat alkalmaznak, 1,5—6 m közötti görbületi sugárral, Runge—Paschen, Eagle és Wadsworth felállításban.

A színeképek kiértékelése

A színeképek minőségi meghatározáshoz való kiértékelése történhet a vonalak hullámhosszának kimérésével. Ebben az esetben rendszerint a vasszíneképhez viszonyítva hullámhossztáblázatok segítségével megállapítjuk a kimért vonalhoz tartozó elemet. A hullámhossz-meghatározás a színeképvonalak távolságának komparátorral való megméréséből és a vasvonalakhoz viszonyított interpolációjából áll. Az ipari minőségi elemzésben ezt az eljárást azonban csak kivételes esetekben használják. Sokkal gyorsabb és megbízhatóbb a minőségi kiértékelés, ha a kiemzendő színeképet olyan színeképatlaszokkal hasonlítjuk össze, amelyekben az elemek jellegzetes vonalai benn vannak. Az utóbbi 10 év folyamán számos jól használható ilyen és más színeképatlasz készült.

Az elemző színeképeknek a színeképatlaszokkal való összehasonlítása általában színeképvetítőben történik, amelyek az elemző színeképet 10—20-szoros nagyításban kivetítik, miáltal a színeképatlaszokkal az összehasonlítás lehetővé válik. Az elemző színeképet a színeképatlasz színeképeivel csak akkor lehet jól összehasonlítani, ha kivetítésben mindkét színekép diszperziója azonos. Célszerűen megépített színeképvetítőnél ez a színekép nagyításának változtatásával érhető el.

A kettős színeképvetítő segítségével két különböző lemezen lévő színeképet tudunk azáltal összehasonlítani, hogy őket egymás mellé vetítjük. Ilyenkor az összehasonlító színeképeket nem kell minden színeképlemezre ráfényképezni.

A mennyiségi színeképelemzés a színeképvonalak fényerősségének mérésén alapul.

A Gerlach által bevezetett belső sztandard értelmében az egyes színeképvonalak fényerősségének meghatározása helyett két színeképvonal fényerősség-viszonyát mérjük, amelyekből az egyik a meghatározandó elem, a másik az alanyanyag színeképvonala. Utóbbit belső sztandardnak nevezzük. Az ilyen vonalpárt elemzőpárnak nevezzük. A belső sztandardnak az az előnye, hogy számos, egyébként nehezen kézben tartható tényező hatását kiküszöböli. A belső sztandard vagy jelen van a vizsgált anyagban mint legnagyobb összetevő vagy hozzá lehet adagolni.

Ahhoz, hogy színeképelemzéssel mennyiségi meghatározásokat végezzünk, előre elkészített és pontosan megelemzett hitelesítő próbákra van szükség, amelyek segítségével az eljárást »beállítjuk«. Ez úgy történik, hogy különböző százalékos ötvözőelemhez tartozó színeképvonal tartalom függvényében, amikor logaritmikus koordinátarendszert használva, rendszerint egye-

nest kapunk. Az ismeretlen százalékos mennyiségű elemet tartalmazó próba összetétele a színeképéből kimért vonalak fényerősségviszonya segítségével meghatározható.

Fényképező úton történő spektroszkópiai fény-méréseknél a mérés alapját a színeképvonal által fényképezőlemezre létrehozott feketedés képezi. A fényképezőlemez feketedése viszont igen bonyolult módon függ össze az őt létrehozó fény erősségével. Ezért színeképvonalak fényerősségviszonyának meghatározásánál előzőleg meg kell határozni a színeképvonal fényerőssége és az általa létrehozott fényképező feketedés közötti összefüggést. Ez olyan módon történik, hogy a spektrográf rése elé helyezett fokozatos forgótárcsa, fokozatos semleges szűrke szűrők vagy újabban a kétvonalas eljárás segítségével felvesszük a fényképezőlemez feketedési görbáját, aminek segítségével azután a színeképvonalak fényerősségviszonya meghatározható. A kétvonalas lemez-hitelesítő eljárás abból áll, hogy kétfokozatú forgótárcsa vagy kétfokozatú szűrke szűrő segítségével, egymástól fényerősségben különböző színeképet fényképezünk le vagy két ismert fényerősségviszonyú vonalat tartalmazó színeképet különböző fényerősséggel többször lefényképezünk. Az így kapott adatok segítségével a feketedési görbe megrajzolható. A kétvonalas lemez-hitelesítő eljárásnak az az előnye, hogy az mind szigmatikus, mind pedig asztigmatikus felállítású színeképelemző készülékeknél könnyen alkalmazható, a forgótárcsa és szűrke szűrők csak szigmatikus spektrográfoknál használhatók egyszerűen.

Az elemző gyakorlat számos olyan gyakorlati fogást és segédeszközt teremtett, amelyek segítségével a kiértékelés sokszor bonyolult számításokat igénylő folyamata lényegesen leegyszerűsíthető.

Mikrofénymérők

A színeképvonalak feketedésének mérése mikrofénymérők segítségével történik. Ezek olyan eszközök, amelyek segítségével sokszor 0,001 mm széles és 0,5 mm hosszú (vagy ennél rövidebb) színeképvonalak feketedése könnyen, gyorsan és megbízhatóan mérhető. A mérés alapelve az, hogy a kimérendő színeképvonalon át, megfelelő optikai berendezés segítségével fényt bocsátunk, amit azután szintén optikai rendszer segítségével fényérzékeny cellára (fotocella, fényelem, elektronsokszorozó) vezetünk. A fénytvevő cellával közvetlenül vagy erősítő közbeiktatásával csatlakozó műszer kilengése azután arányos a színeképvonal képen áthaladó fény mennyiségével.

Közvetlenül kiértékelő módszerek

A fényképező színeképelemző eljárásnak azon előnye mellett, hogy a színekép rögzíthető, ezáltal áttekinthető, továbbá pedig, hogy a benne végzett mérések bármikor megismételhetők, hátrányai is vannak. Így a vele végzett elemzések hosszadalmasak, az uralható hullámhossz-tartomány korlátozott, érzékenysége korlátozott és hullámhossztól

függő. Ezért az utóbbi években bevezették a közvetlen fényerősségmérő eljárásokat, amelyek a fényképezőlemez felsorolt hátrányait kiküszöbölik és a tapasztalat azt mutatja, hogy az elérhető mennyiségi elemzési pontosság is nagyobb.

A színeképvonalak közvetlen fényerősségmérésén alapuló mennyiségi színeképelemzés olyan módon történik, hogy a spektrográfból kijövő hullámhosszak szerint felbontott fényt kimenő résen át elektronsokszorozó fényérzékeny katódjára vagy Geiger—Müller-számlálóra ejtik és így előállított áramokat mérik. Az elektronsokszorozó minden mást felülmúlva igen elterjedten használatos. Egyes esetektől eltekintve itt is belső sztandard vonalat alkalmaznak.

Elektronsokszorozó alkalmazásánál például az elemzés olyan módon történik, hogy a megvilágítási idő alatt az elemzővonal és belső sztandard színeképvonal sugárzástól származó fotoáramok feltöltenek egy-egy kondenzátort. A gerjesztés megszűnése után a kondenzátorokat ellenállásokon keresztül kisütik. A két kondenzátor azonos végfeszültségre történő kisütésének időkülönbsége arányos a színeképvonalak fényerősségviszonyával, így a minta ismeretlen eleme százalékos meghatározásához felhasználható. Ezt az eljárást is hitelesíteni kell ismert összetételű próbák segítségével.

Hasonló módon alkalmazzák a Geiger—Müller-féle számlálókat is.

Ha a sugárzás fényerőssége bizonyos határ alatt van, mind az elektronsokszorozó, mind pedig a fényképezőlemez akármilyen hosszú megvilágítás esetén sem fogja érzékelni. Ezzel szemben a Geiger—Müller-számlálónál az érzékenységnek nincsen abszolút alsó határa. Ezért igen gyenge jeleknél a Geiger—Müller-csőnek alapvető előnye van mind az elektronsokszorozóval, mind pedig a fényképezőlemezrel szemben.

Gyakorlati szempontok

A spektrokémiai elemzésben az elemzések pontosságát lényegileg a fényerősség mérésének pontossága korlátozza; a fényerősség arányos a töménységgel. Gravimetrikus elemzésnél ezzel szemben az elemzés pontosságát a súlymérés pontossága korlátozza, aminek abszolút határa van. Ezért a spektrokémiai elemzések bizonytalansága arányos a töménységgel, kedvező esetekben 1% vagy 2%. Ez azt jelenti, hogy acélban 2% Cr plusz mínusz 0,02% pontossággal határozható meg. 20% Cr tartalomnál a pontosság csak plusz vagy mínusz 0,2% lehet, míg 0,2%-nál ugyanez plusz vagy mínusz 0,002%. Közvetlen fényerősségmérő eljárások esetében az elemzés pontossága még ennél is nagyobb. Általában kis töménységeknél a spektroszkópiai elemzési eredmények azonosak vagy jobbak a nedves elemző eljárások eredményeinél, nagyobb töménységeknél gyakorta kevésbé pontosak. Mindazonáltal sok esetben még 25—30% töménységnél is előnyös lehet a színeképelemzés, gyorsasága és az elemzendő anyag elemeinek nehéz vegyi szétválaszthatósága miatt.

A gerjesztő fényforrás megfelelő megválasztásával minden vegyi elem meghatározható színképelemzéssel, de egyes elemek vonalai annyira a távoli ultraibolya színtartományban helyezkednek el, hogy a jelenleg gyakorolt eljárások részére csak kellemetlenül hozzáférhetők, gázok gerjesztése viszont kisülési csövekben rendszerint a normálistól eltérő nyomáson történik. A spektrokémia fentemlített kivételekkel jelenleg 75 elem üzemszerű meghatározását gyakorolja.

A spektrokémiai elemzés egyik fő jellegzetessége a nagy érzékenység. Segítségével sok esetben 0,0001% vagy még ennél is kisebb mennyiségben jelenlévő elemek meghatározása lehetséges. Az elemző spektroszkópia egy másik jellegzetessége a vele végzett elemzések nagy gyorsasága. Ha valamely elemzésnél a gyorsaság a fő követelmény, mint pl. kemencékben olvadt állapotban leöntésre váró fémadagoknál, színképelemzéssel, fényképező eljárással a minta vételétől számítva 7–10 percre van szükség 6–7 összetevő mennyiségi meghatározására. Közvetlen fénymérő elemző készülékek az elemzendő mintának a készülékbe való helyezésétől számítva 30–40 másodperc alatt adják akár 20 összetevő százalékos tartalmát.

Az elemzendő mintákat alig kell elemzés előtt kezelni vagy valamelyest előkészíteni. Legegyszerűbb a minták készítése akkor, ha olvadt állapotban lévő fémanyag elemzéséről van szó. Ilyenkor a próbamintákat úgy készítik el, hogy a vizsgálandó anyagot 3–6 mm átmérőjű rúd alakba öntik. Ezeknek végeit leesztergálják vagy leköszörülik és megmunkált végeikkel egymással szemben ív- vagy szikraállványba fogják. Hasonló próbadarabokat ki szokás munkálni tömör anyagból is. Vizsgálni lehet az anyagot sík felülettel is. Ilyenkor az olvadt állapotban lévő anyagot úgy öntik le, hogy azon sík felület legyen megmunkálható. Sík felületet ellenelektrod segítségével szikráztatunk vagy ívelünk le, ami nem más, mint a sík felületre merőlegesen elhelyezett 3–6 mm átmérőjű színképtiszta grafit, alumínium, réz, ezüst stb. rúd. Minden fajta elektródnak a legkülönbözőbb alakot szokás adni és ahány laboratórium, annyiféle elektród-alakkal és elrendezéssel dolgoznak.

Ha oldatot nem lángban, hanem ívben vagy szikrában elemzünk, annak gerjesztése is különböző módzatok mellett történhet. Az egyik régebben használt módszer az, hogy az ívet vagy szikrát az oldatfelület és ellenelektrod között keltették. Másik eljárásnál az oldatot színképtiszta szénelektrod végére vagy az abban kiképzett mélyedésbe helyezik és utána rászárítják. Folyadéknak további gerjesztési lehetősége abban van, hogy az ívet vagy szikrát alsó részén folyadékba merülő réz vagy grafit forgótársa felső részére és ellenelektrod között keltik. Legújabban oldatok elemzésére elterjedten használatos az üreges elektród, amely a szikraállvány felső befogójába helyezett, furattal bíró felső és tömör alsó elektród-

ból áll. A felső elektród üregébe helyezett folyadék annak végén átdiffundál és a szikrába jut.

Ha porokat, ásványokat, érceket stb. szikrában vagy szagztatott ívben akarunk elemezni, azokat egymagukban, más anyagokkal vagy színképtiszta grafitporral keverve megfelelő alakúra brikettezik. Az így képzett brikettek azután ugyanúgy ívelhetők vagy szikráztathatók, mint a homogén elektródok. Apró halmazállapotban lévő anyag egyenáramú ívben úgy gerjeszthető, hogy színképtiszta szén vagy grafit esetleg más anyagból készült elektróda megfelelően kiképzett furatába helyezik. Ezt a gerjesztési módot esetenként használni lehet szagztatott ívnél is.

Itt meg kell említeni, hogy a legerjedtebben használt ellen- és segédelektrod a színképtiszta szén vagy grafit, azért, mert a szénnek csak igen kevés vonala van a bennünket érdeklő színképtartományban. Ezzel szemben a hosszúhullámú ultraibolyában és a látható színképtartomány elején ciánsávok fedik át a színképet, ami sok esetben zavart okoz. A ciánsávok eltüntetésére a szénelektrodos ívet vagy szikrát széndioxid, vízgőz vagy hélium környezetben kell működtetni.

Gyakorlati alkalmazási terület

Az elemző spektroszkópiai eljárás nagy vonalakban történt ismertetése után felsorolunk néhány olyan területet, ahol alkalmazásának különösen nagy jelentősége van. Ólomnak, ónnak, cinknek tisztaságra, valamint ötvözeteiknek százalékos összetételére történő színképelemzése elterjedten gyakorolt. Ezeknek az elemeknek és ötvözeteiknek vonalakban aránylag szegény színképe kis teljesítményű készülékek használatát teszi lehetővé.

Alumínium és magnézium, valamint ötvözeteik közepes méretű spektrográffal jól elemezhetők, az elemzés gyakorlati kivitelezése fényképező és közvetlen fénymérő eljárással történik.

Jó szolgálatokat tesz a spektrográf acélok, öntöttvas és nyersvas elemzésénél és az acéliparnál maradvány meg kell említeni, hogy sikerrel alkalmazható a spektrográfiai elemzés ferro-ötvözetek, tűzálló anyagok, salakok, vasérc stb. elemzésénél is. A fényképező eljárás mellett a közvetlen fénymérő eljárásnak jelentős szerepe van.

Réz, rézötvözetek, bronzok, nemesfémek, ritka földfémek és katalizátorok példák még a spektrográfiai elemzés alkalmazhatóságára. Megemlítjük még nikkel- és kobaltötvözetek színképelemzését is.

Újabban petróleum-származékok fémtartalmát elterjedten elemzik spektrográffal.

Az emissziós színképelemzés sok biológiai, talajtani és ásványtani és más feladat megoldását tette lehetővé és a vonatkozó kutatásokban most is jelentős szerepet játszik.

Acélok, nemesfémek, ritka földfémek, biológiai anyagok és ásványok elemzésénél nagy diszperziójú színképelemző készülékek alkalmazása kívánatos.

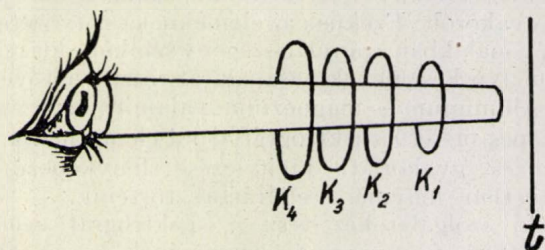
Bardócz Árpád

Központi Fizikai Kutató Intézet,
Spektroszkópiai Osztálya

Tükörképek és egyéb jelenségek üvegcsőben

Az üvegcső lényegileg körhenger alakra görbített planparallel üveglemez. Belső felülete az alábbi jelenségeknél úgy szerepel, mint csőalakú tükör. Ezt a hengerfelületet tekinthetjük még úgy is, mintha elemi síktükrökből volna össze-téve, vagyis minden alkotója elemi síktükör. Ezen megállapítások alapján magyarázatát adhatjuk az üvegcsőben megfigyelhető tükrözési és egyéb tüne-ményeknek.

Kísérletre használhatjuk a kereskedésben kap-ható üvegcsöveket. Hosszúságuk és átmérőjük különböző lehet. Jó megfigyeléseket végezhetünk 40–50 cm hosszú és 6–12 mm átmérőjű üveg-csővekben. Ha egy ilyen cső egyik végét a szemünk-höz egészen közel tartjuk és a csővön át nagyobb felületű megvilágított tárgyra (homályos üvegű ablak, külső megvilágított tárgyak, lámpafény-nél: asztalra helyezett fehér vagy színes papiros, fal, homályos lámpaernyő stb.) nézünk, akkor először is az tűnik fel, hogy az egyenletesen meg-világított csőben, vagy helyesebben a cső körül sötét gyűrűket látunk. A szemhez fokozatosan közelebb látszó gyűrűk átmérője állandóan növeks-zik. Az 1. ábrán t a tárgy, K_1, K_2, K_3, K_4 gyű-rűk. A gyűrűk a csonkakúp alakú látóteret sávokra osztják, melyeknek világossága a szemhez köze-ledve állandóan csökken. Végül megszűnik a gyűrűs és sávok kép. Kissé poros üvegcsőben külön láthatjuk a cső távlati képét a gyűrűkön és sávokon belül.



1. ábra

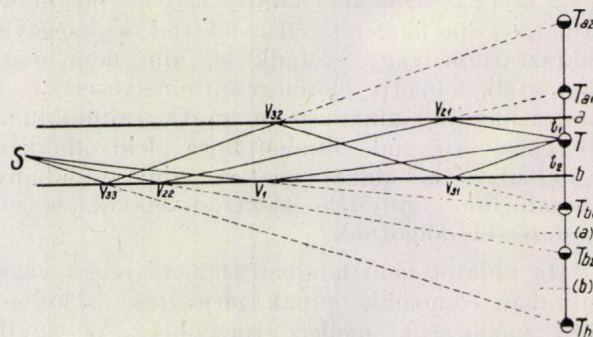
Világos tárgyairól elfordítva tartjuk a cső végét sötétebb tárgyak felé. Pl. homályos ablak alatt levő fal, vagy esti megvilágításnál sötétebb falrész stb. Ekkor az előbbi tüneménynek az ellen-kezőjét látjuk, az előbbi sötét gyűrűk helyén világos gyűrűket látunk és a sávok sötétek. A gyűrűk és sávok elhelyezkedése ugyanolyan, mint előbb. Ezek szerint, világosabb tárgyak felé nézve sötét gyűrű-ket és világos sávokat, sötétebb tárgyak felé nézve világos gyűrűket és sötét sávokat látunk az üvegcső körül. Ha a cső végét bedugjuk, akkor is ezt a kétféle képet látjuk a tárgyak megvilági-tásától függően, csak a képek nem olyan jók, mint az előbbi esetben. Ha a cső végét szemünktől 15–20 cm távolságra visszük, akkor a leírt jelen-ségek nem láthatók, csak a cső csonkakúp alakú távlati képe.

Nyitottvégű üvegcsövekkel megfigyelhető je-lenségeknél a tárgyról visszaverődő fény két

helyen léphet be a csőbe, a cső falán át és a cső végén. Hogy a jelenséget jól megvizsgálhassuk, az egyik belépési helyet zárjuk el. Az üvegcső külső falát burkoljuk be átlátszatlan fekete papirossal; ekkor a fény csak a cső végén hatolhat be a csőbe. Egy ilyen cső úgy szerepel, mint egy csőalakú fekete tükör, vagyis csőtükör. Ha azt akarjuk elérni, hogy a behatoló fény csak a cső belső felületén verődjék vissza, akkor a beburkolás előtt a cső külső falát elhomályosítjuk. Vékony-falú csöveknél ennek nincs jelentősége. A fent leírt jelenségek a fekete csőtükörben sokkal szeb-ben láthatók. Jól megfigyelhető, hogy az első sötét gyűrű átmérője 3-szor, a második átmérője 5-ször, a harmadiké 7-szer stb. nagyobbak lát-szik, mint a cső végének látszólagos átmérője. Különböző mértékben megvilágított tárgyak felé nézve, a sávok világossága nem csökken egyenlete-sen, hanem gyakran a sötétebb és világosabb sávok váltakozva követik egymást. Gyengébb megvilágításnál a jelenség jobban látszik, mint erős megvilágításnál.

Ha az üvegcsövet az alkotók mentén elhelye-zett párosszámú elemi síktükrökből képzeljük fel-építve, ahol minden elemi síktükörrel szemben van egy másik párhuzamos síktükör, akkor a leírt jelenségek vizsgálatát két párhuzamos síktükörrel végezhető kísérletekre vezethetjük vissza.

A 2. ábrán a és b két párhuzamos síktükör, távolságuk d , S a szem helye, távolsága a tükrök-től $d/2$. A két tükör között tetszőleges távolságra van elhelyezve a T tárgy; ennek távolsága az a tükrőtől t_1 és a b tükrőtől t_2 . A tárgy legyen olyan hengeres pálca, melynek egyik fele fehér, a másik fekete.



2. ábra

A síktükör törvénye szerint a T első képe az a tükör mögött T_{a1} , a b tükör mögött T_{b1} , mint egyes síktükrök mögött keletkező virtuális képek. A T_{b1} kép az a tükörrel szemben úgy szerepel mint tárgy; ennek képe az a tükör mögött

* Szakkönyvek a párhuzamos tükrökben keletkező többszörös képeknek azzal az esetével foglalkoznak általában, melyeknél a tárgy és a szem a két tükrön kívül van. Lásd vastagabb planparallel lemez.

a T_{c2} második kép. Ugyanígy a T_{a1} kép a b tükörrel szemben szerepel tárgyként és így keletkezik a b tükör mögött a T_{b2} kép. Így keletkeznek tovább a többi képek. Minden egynél magasabb sorszámú tükörkép, a szembenálló tükör mögött levő eggyel alacsonyabb sorszámú képeknek mint tárgynak a tükörképe.

A tükörképek a T ponton áthaladó és a két tükörre merőleges egyenesen fekszenek. Az egyes képek egymástól való távolsága $2t_1$, vagy $2t_2$. Bármelyik két tükörkép olyan helyzetű, mintha köztük az a vagy a b tükör volna (a), (b), melyekre nézve az egyik kép mint tárgy, a másik mint tükörkép szerepel. A tükröknek is van kölcsönösen többszörös képe a szembenálló tükör mögött.

Az a és b síktükör mögött látható virtuális képek távolsága a két tükrőtől; a képtávolságok jelzése: k_1, k_2, k_3, k_4 stb.

az a tükör mögött:	a b tükör mögött:
$k_1 = t_1$	$k_1 = t_2$
$k_2 = d + t_2$	$k_2 = d + t_1$
$k_3 = 2d + t_1$	$k_3 = 2d + t_2$
$k_4 = 3d + t_2$ stb.	$k_4 = 3d + t_1$ stb.

A képtávolságokat kifejező két tag közül az egyik a d -nek számtani haladványa, a másik pedig felváltva a t_1 , vagy t_2 . A képeket kísérletileg előállíthatjuk és helyüket kitűzhetjük.

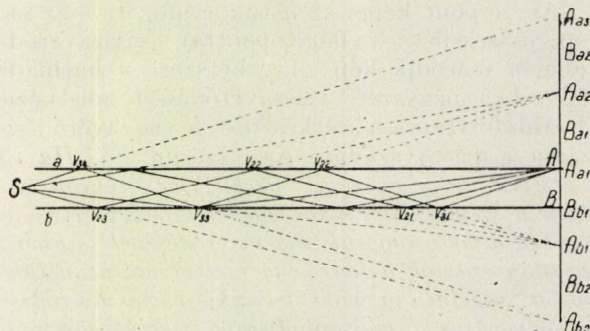
A virtuális képek helyének megállapítása után megszerkeszthetjük a két tükör között azoknak a fénysugaraknak útját és visszaverődését, amelyek ezeket a képeket létrehozzák. Megjegyezve, hogy minden világítópont képét olyan kicsiny sugárnyaláb hozza létre, amely a két tükör között visszaverődve, a legrövidebb úton, a véges nagyságú pupillán áthaladva jut a szembe. Ennek a kis sugárnyalábnak a középső sugarát nevezhetjük fősugárnak; a szerkesztést ezzel végezzük.

Az első képek, T_{a1} és T_{b1} egyszeri visszaverődéssel keletkeznek a két tükör mögött. A második képek, a T_{c2} -nek a szemhez legközelebb eső visszaverődési pontját (V_{22}) megkapjuk, ha az S pontot összekötjük a T_{c2} képponttal; ezután a V_{22} -t összekötjük a T_{a1} ponttal; az a tükör metszésénél, V_{21} -nél van a második visszaverődési pont, ezt összekötjük a T tárgyponttal. Az összekötő egyenesekkel két pár összeillő háromszöget kapunk: $T_{c2} V_{22} b$, $T_{a1} V_{22} b$ és $T_{a1} V_{21} a$, $T V_{21} a$. Az összeillő háromszögek bizonyítják, hogy a T_{c2} kép alkotásánál szereplő fősugár és ebből következőleg a többi sugár is a legrövidebb úton kétszeres visszaverődéssel jut el a szembe. Hasonlóan szerkesztjük a T_{b3} képet alkotó sugarak útját is. Az a tükör S egyenes metszése a b tükörrel adja a szemhez legközelebb eső harmadik visszaverődési pontot (V_{33}). A V_{33} és a T_{a2} pontokat összekötő egyenes metszése az a tükörrel adja a második visszaverődési pontot (V_{32}), ennek összekötése a T_{b1} ponttal, a b tükör metszésénél (V_{31}) kapjuk az első visszaverődési pontot. Ezt összekötve a T ponttal, megkapjuk a fősugár legrövidebb

útját a két tükör között. A felsorolt pontok összekötésével keletkező összeillő háromszögek bizonyítják, hogy a harmadik tükörképet alkotó kicsiny sugárnyaláb háromszoros visszaverődéssel jut el a szembe. A szerkesztést így lehet folytatni a többi tükörképnél is. Az a tükör mögött látható képek szerkesztése is ugyanígy történik, a megfelelő képpontok összekötésével.

Párhuzamos síktükröknél, ha a tárgy és a szem a két tükör között van, akkor a többszörös virtuális képet alkotó fénysugarak a tükörképek sorszámával egyenlő számú visszaverődéssel jutnak el a szembe. Ebből következik, hogy egy világítópont többszörös tükörképét nem egy, hanem annyi kicsiny sugárnyaláb hozza létre, ahány képet látunk.

Ha a $t_1 = t_2 = d/2$, vagyis a tárgy mindkét tükrőtől egyenlő távolságra van, akkor mindkét tükör mögött $d/2, 3d/2, 5d/2$ stb. távolságra vannak a képek. A képek egymástól való távolsága állandó. (d). Ha a T tárgy közeledik az a tükörhöz, akkor az első képe is közeledik a tükörhöz, a b tükör mögött az első képe távolodik, a második képe pedig közeledik a tükörhöz. Ha a $t_1 = 0$ -val, akkor az első kép (T_{a1}) összeesik a tárggyal és a b tükör mögött az első és második kép esik össze. Ezek szerint, ha a tárgy az egyik tükrön van, akkor a fenti megállapítások nem érvényesek. Ezt a szélső helyzetet külön kell megvizsgálni.



3. ábra

A 3. ábrán a és b két párhuzamos síktükör, távolságuk d . S a szem helye, távolsága a két tükrőtől $d/2$. Az a tükrön legyen A és a b tükrön B világítópont. Az A világítópontnak a b tükör mögött az első képe A_{b1} , az a tükörben az első képe ott van, ahol maga a világítópont. Az a tükörrel szemben az A_{b1} kép úgy szerepel, mint tárgy, ezért az a tükör mögött a második kép A_{a2} . A b tükörrel szemben az A_{a2} kép szerepel tárgyként és adja a b tükör mögött az A_{b2} képet; így folytatódva keletkeznek a többi képek. Az A világítópont virtuális képeinek távolsága a két tükör mögött; a képtávolságok jelzése úgy mint előbb:

az a tükör mögött:	a b tükör mögött:
$k_1 = 0$	$k_1 = d$
$k_2 = 2d$	$k_2 = 3d$
$k_3 = 4d$	$k_3 = 5d$
$k_4 = 6d \dots$ stb.	$k_4 = 7d \dots$ stb.!

A képek távolsága az a tükör mögött a páros-számok, a b tükör mögött pedig a páratlan számok haladványa szerint nő. Ezek a megállapítások érvényesek a B világitópont képeire is, csak a képek távolsága a két tükör mögött fordított. *Lényeges tulajdonsága az, hogy az A és B világitópontnak a két tükör mögött — váltakozva — egyenlő d távolságra vannak a képei.* Az AB szakasz első képe a b tükör mögött $B A_{b1}$, a második $A_{b1} B_{b2}$ és így tovább.

Az A és B világitópont képeit alkotó fénysugarak útját és visszaverődését a két tükör között, az előző módon itt is megszerkeszthetjük. Az előző esetben, mikor a tárgy a két tükör között van, akkor egy világitópontból kiinduló fénysugár *először* bármelyik tükrön visszaverődhetett. Ebben az esetben az A pontból kiinduló sugarak *először* csakis a b tükrön verődhetnek vissza, mert a pont az a tükrön fekszik. Ez az oka annak, hogy az előző megállapítások itt nem érvényesek. A 3. ábrán az A világitópont három képét alkotó sugarak útját és visszaverődését láthatjuk. Ezek: A_{b1} , A_{a2} , A_{c3} . Az A_{b2} visszaverődési pontjai: V_{23} , V_{22} , V_{21} . Az A_{a3} visszaverődési pontjai: V_{34} , V_{33} , V_{32} , V_{31} . Az A pont első képe a b tükör mögött egyszeri, a második kép háromszori visszaverődéssel jut el a szembe. A szerkesztést tovább folytatva a visszaverődések száma a páratlan számok sora szerint növekszik.

Az A pont képei az a tükör mögött: az első kép összeesik a világitóponttal, visszaverődés nulla, a második kép (A_{a2}) kétszeri, a harmadik kép (A_{c3}) négyszeri visszaverődéssel keletkezik. Tovább folytatva a szerkesztést, a visszaverődések száma a páros számok sora szerint nő. *Ha egy pontszerű tárgy az egyik párhuzamos tükrön van, akkor a szembenlevő tükör mögött keletkező virtuális képeket alkotó sugarak visszaverődésének száma a páratlan számok haladványa szerint nő, azon tükör mögött, amelyen a pont fekszik, a visszaverődések száma a páros számok haladványa szerint növekszik.*

A két párhuzamos síktükörrel megállapított eredményeket az üvegcsőekben megfigyelhető tükrök képek keletkezésére alkalmazva, ezek a következőképpen jönnek létre. Először is azt kell megállapítani, hogy az üvegcsőben látható képek a *cső végének mint tárgynak a tükrök képei*. Ezt úgy igazolhatjuk, hogy ha az üvegcső végét homályos üveglemezzel elzárjuk, akkor a homályos üveglemezen áthatoló szétszórt fénynél ugyanolyan képeket kapunk, mint elzárás nélkül. A cső végén két tárgyat kell megkülönböztetnünk, az egyik a cső vége, mint *körgyűrűalakú tárgy*, a másik az ezen belül levő környílás, mint egy *körpalakú tárgy*. Ha az üvegcső végét nagyobb, jól megvilágított tárgy felé tartjuk, akkor a tárgyról szétszórtan visszaverődő fény szabadon hatolhat be a környíláson át a csőbe. Mivel a környíláson át különböző irányokból jövő fénysugarak haladnak át, azért a környílás úgy szerepel, mint egy szétszórt fényt kibocsátó tárgy. Ugyanolyan megvilágításnál a körgyűrűre eső fény egyrésze vissza-

verődik, egyrésze törés miatt elhajlik, ezért a körgyűrű adott nagyságú területén kevesebb fény jut be a csőbe, mint a környílás ugyanolyan területén. Ebben az esetben a tükrözésnél a környílás mint világosabb, a körgyűrű pedig mint sötétebb tárgy szerepel. A csőbe nézve láthatjuk ezt a különbséget.

Először a csövet világosabb tárgy felé tartva, keressük a környílás egy átmérőjének tükröképét. Az átmérő két végpontja, A és B a körgyűrű belső határvonalán, egyben két párhuzamos elemi síktükörön is rajta van. A 3. ábra szerint ennek a két pontnak a két elemi síktükör mögött d távolságra van az első képe. Ez érvényes a kör minden átmérőjére. Ezek a képek az elemi tükrök helyzetének megfelelően körben helyezkednek el és együttesen alkotják a cső körül az első kört, mint a körgyűrű belső határvonalának első képét. A belső és külső határvonal között több ilyen kört vehetünk fel, melyeknek együttes képe adja a körgyűrűt. Különböző vastagságú csővekben jól megfigyelhetjük, hogy a gyűrűk szélessége az üvegcső falának a vastagságától függ. A második gyűrűalakú kép, a körgyűrű második képe. Így keletkeznek egymásután a többi képek is.

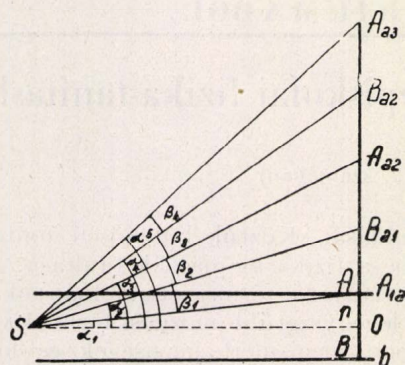
Az átmérő pontjainak képei — a két végső pontot kivéve — a 2. ábra szerint, mint két párhuzamos elemi síktükör között levő tárgy pontjainak első képei az a tükör mögött az A_{a1} és B_{a1} pontok között, a b tükör mögött B_{b1} és A_{b1} pontok között fekszenek. (3. ábra.) Az egész kép d hosszúságú egyenes. Ez érvényes a környílás minden átmérőjére. Ezek a körben elhelyezkedő vonalak együttesen adják a környílás első képét, mint a cső körül látható első világos sávot. A második sáv a környílás második képe. Így keletkeznek folytatódólagosan a többi sávok is. A fent említett megvilágításnál, az *üvegcső körül látható sötét gyűrűk a cső végének, mint körgyűrűnek, a világos sávok pedig a környílásnak, mint világos tárgynak a többszörös képei*.

Ha a cső végét sötétebb tárgy felé tartjuk, akkor a sötét gyűrűk helyén világos gyűrűket látunk és a köztük levő sávok sötétek. Világosság szempontjából az előbbi képnek fordítottja. Ennek az az oka, hogy most a környílás egy adott nagyságú területén át kevesebb fény jut be a csőbe, mint a körgyűrű ugyanolyan területén. A cső végére a különböző irányokból érkező sugarak szóródást szenvednek és a szórt sugarakból *töréssel* aránylag több fény jut a csőbe egyenlő területeken, mint a szabad környíláson át *törés nélkül*. Ezt igazolja az a megfigyelés, hogy a cső végét világosabban látjuk, mint a környílást. Ebben az esetben a körgyűrű mint világosabb, a környílás mint sötétebb tárgy szerepel. Ennek következtében a körgyűrű képei világosak, a környílás képei pedig sötétek. A képek úgy keletkeznek mint az előbbi esetben.

A csőbe tekintve jól látható, hogy az első gyűrű átmérője háromszor, a másodiké ötször, a harmadiké hétszer nagyobb az üvegcső látszó-

lagos átmérőjénél. A továbbiakat már nem lehet jól értékelni. A 3. ábrán feltüntetett megállapítás szerint a gyűrűk átmérői a cső átmérőjének egészszámú többszörösei és a páratlan számok haladványa szerint növekednek. Ebből következik, hogy a gyűrűk átmérőinek látószögei is növekednek, a szemhez közeledve az egyes képeket mindig nagyobbtnak és közelebb látjuk. Az egyes gyűrűk *nagyítása*, a cső átmérőjéhez viszonyítva a páratlan számok sora szerint növekszik.

Jól megfigyelhető, hogy pl. a hatodik vagy hetedik sáv keskenyebbnek látszik, mint az első vagy második sáv. Ennek az oka az, hogy a sávok szélességének látószögei egymáshoz viszonyítva a cső tengelyétől távolodva mindig kisebbednek. Vizsgáljuk meg, hogy a sávok szélességének látószögei a sorszámuk növekedésével milyen mértékben csökkennek és a csökkenésben van-e valamilyen szabályszerűség. A sávok határának a sötét gyűrűket vesszük.



4. ábra

A 4. ábrán *a* és *b* két párhuzamos síktükör. *A* és *B*, a két tükrön levő két pont. *S* a szem helye, *SO* a szemponton átmenő és a tükrökkel párhuzamos egyenes; ennek távolsága a tükröktől *r*. A tükrök hossza *l*. Az *A* és *B* pont képei az *a* tükrő mögött, a 3. ábra szerint, a tükrökre merőleges egyenesen fekszenek, egymástól $2r$ távolságra. Ha az *S* pontot összekötjük az *A* és *B* pont képeivel, akkor megkapjuk a sávok szélességének látószögeit: $\beta_1, \beta_2, \beta_3, \beta_4 \dots$ stb. Az *SO* és a képpontokhoz húzott egyenesek által bezárt szögek: $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4 \dots$ stb. Minden β szög két α szög különbsége:

$$\beta_1 = \alpha_2 - \alpha_1, \quad \beta_2 = \alpha_3 - \alpha_2, \quad \beta_3 = \alpha_4 - \alpha_3, \quad \dots \dots \dots \beta_k = \alpha_{k+1} - \alpha_k \dots \dots$$

Az α szögek tangensei:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \alpha_1 &= \frac{r}{l}, \quad \operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{3r}{l}, \quad \operatorname{tg} \alpha_3 = \frac{5r}{l}, \quad \operatorname{tg} \alpha_4 = \\ &= \frac{7r}{l}, \quad \dots \operatorname{tg} \alpha_k = \frac{(2k-1)r}{l} \dots \end{aligned}$$

Ha a β szögek tg-eit kifejezzük az α szögek tg-eivel, akkor a következő értékeket kapjuk:

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{2rl}{3r^2 + l^2}, \quad \operatorname{tg} \beta_2 = \frac{2rl}{15r^2 + l^2}, \quad \operatorname{tg} \beta_3 =$$

$$= \frac{2rl}{35r^2 + l^2}, \quad \operatorname{tg} \beta_4 = \frac{2rl}{63r^2 + l^2} \dots$$

$$\operatorname{tg} \beta_k = \frac{2rl}{(4k^2 - 1)r^2 + l^2} \dots \dots \dots 3$$

A β szögek tg-eit kifejező törtékben csak egy szám, a törték nevezőjében az r^2 együtthatója változik és pedig a β szögek növekvő sorszámával ez is növekedik. Ennek mértéke szerint a törték értéke csökken és az egymásután következő β szögek nagyságai is. Az r^2 együtthatói a páratlan számokból álló számtani sor szomszédos tagjainak szorzata, vagyis másodrendű számtani sor. A sor tagjainak különbségei: 12, 20, 28, 36 stb. ez ismét elsőrendű számtani sor, melynek különbségei nyolc. Ezek szerint a növekedő sorszámú β szögek kisebbedésében az a szabályszerűség, hogy a látószögek tg értékeit kifejező törték nevezőjében szereplő változók különbségei növekedő számtani haladványt alkotnak, vagyis az egymásután következő β szögek csökkenését egy növekedő számtani sor tagjai okozzák. Ez a csökkenés a kisebb sorszámú β szögeknél néhány másodperc, de a 20–40-ig terjedő sávoknál már jelentékeny.

Ha ezeket a jelenségeket a belső felületükön tükröző fémcsővekben vizsgáljuk, akkor azt tapasztalhatjuk, hogy a sávokat vékony körvonal választja el. Ez a cső végén levő belső él képe. A kör úgy mutatkozik, mint két sáv közötti határvonal, mivel a két sáv világossága a határvonal két oldalán különböző. A körvonal a sötét sáv részhez tartozónak látszik. Itt sötét gyűrű helyett csak körvonalat látunk, mert a cső vége átlátszatlan.

Egy üvegső külső felületét vonjuk be ezüst-réteggel, vagyis készítsünk fémes csőtükört. Ha egy ilyen tükört jól megvilágított tárgyak felé tartunk, akkor a belső felülete ragyogóan fényes és zavaros képet látunk. Gyengébb megvilágításnál a csőben nemcsak 6–8 sávot és gyűrűt, hanem a cső elülső végétől, ameddig a szem követheti, a sávok és gyűrűk halmaza látható. Egy 40–50 cm hosszú, 9–10 mm átmérőjű csőben 30–40 sáv figyelhető meg. Ezt úgy vizsgálhatjuk meg jól, hogy asztallapra fehér papírost helyezünk, ezt oldalról lámpával megvilágítjuk, a csőtükört a lap fölött függőleges helyzetben tartjuk és a szem tengelyét a függőleges helyzetből a cső falán végigvezetjük. Ekkor először az tűnik fel, hogy a csőtükör két végének közelében különböző képeket látunk. A szemtől ellenkező végnél 6–8 ugyanolyan gyűrű és sáv látható, mint a fekete tükrőben. A szem felé eső résznél a tükrőben pedig jóval keskenyebb, világos és sötét sávok váltakozva követik egymást, gyűrűk külön nem láthatók. A sávok jól határoltak és egyenletesen sötétek vagy világosak. Szélességük a szem távolságától függ.

Ha a tükrő két végén látható kétféle kép kialakulását megfigyeljük, akkor azt tapasztaljuk, hogy

a tükör elülső végétől számítva 6–8 sáv világossága kisebb mértékben fokozatosan csökken, azután mondjuk a párosszámú sávok világossága kevésbé, a páratlan sorszámú sávok világossága pedig nagyobb mértékben csökken. Így fokozatosan kialakul, hogy pl. a 20–30. sávok területén a párosszámú sávok világosak, a páratlan sorszámúak pedig sötétek. Hogy a páros vagy a páratlan sorszámú sávok lesznek-e a világosak — az eddigi megfigyelés szerint — az a cső falának vastagságától függ. Erős zöld fény szűrőn átengedett napfényenél már a tükör elülső végénél láthatunk 4–6 sötétebb és világosabb sávot váltakozva. Ezeket a tűnényeket egyenes egyenletes falvastagságú csövekben lehet jól megfigyelni. Ez a fémes csőtükörben megfigyelhető jelenség, valószínűleg fényinterferencia. Ez még további vizsgálatra szorul.

Még egy kevésbé feltűnő jelenséget figyelhetünk meg. Ha a csőtükör látóterében sötét tárgy van, akkor a tárgy szélének többszörös képe jelenik meg a sávokban az alkotók irányában. Ezek a képek a páros- és páratlanszámú sávokat felváltva csak félig töltik ki és mint keskeny, világos és sötét csíkok jelentkeznek. Ez is fényinterferencia jelenségnek látszik.

Szerző foglalkozott azokkal a jelenségekkel is, amelyeknél a fény a cső teljes hosszában az üvegcső falán át léphet be a csőbe. Ezek megfigyelése céljából a cső egyik végét be kell tömni az átláthatatlan anyaggal. Az ebben az esetben fellépő jelenségekről külön közlemény van előkészületben.

Kedves Miklós

Szeged, Pedagógiai Főiskola

A KÖZÉPISKOLAI TANÁR LABORATÓRIUMÁBÓL

A politechnikai képzés kérdései a középiskolai fizika-tanításban

V. F. JUSZKOVICS

(Megjelent a Fizika v. skolve 1953. 2. számában)

A szovjet iskola fejlődésének új szakaszába lépett. J. V. Sztálin zseniális műve: »A szocializmus gazdasági problémái a Szovjetunióban«, valamint a Szovjetunió Kommunista Pártja XIX. kongresszusának történelmi jelentőségű határozatai új, hatalmas feladatokat tűztek a középiskola elé. Már a jelenlegi ötéves terv során meg kell valósítani az áttérést a hétszintű oktatásról az általános középfokú oktatásra a köztársaságok fővárosaiban, városaiban, területi, háttérterületi központokban és a nagy ipari centrumokban. A következő ötéves tervben bevezetjük az általános tízszintű középiskolai oktatást az összes többi városban és faluban.

J. V. Sztálin zseniális munkájára támaszkodva, mely meghatározta az országnak a szocializmusból a kommunizmusba való átmenetének feltételeit, a XIX. kongresszus a következő határozatot hozta:

»Abból a célból, hogy a szocialista nevelésben fokozzuk az általános műveltséget adó iskolák jelentőségét és biztosítsuk a középiskolát végzett tanulók számára a szabad pályaválasztás feltételeit, előirányoztuk, hogy megkezdjük a politechnikai oktatást a középiskolákban és megtesszük a szükséges intézkedéseket az általános politechnikai oktatásra való átmenet biztosítására.«

A SzKP XIX. kongresszusának e rendkívül fontos határozatai azt követelik, hogy átszervezzük és megjavítsuk a tanulók oktatásának és nevelésének módját a középiskolában.

Az összes középiskolai tantárgy segíti bizonyos mértékig a politechnikai képzés feladatai-

nak megoldását. Köztük különösen fontos szerepet tölt be a fizika alapjainak tanítása. A fizika, mint az alapvető természettudományok egyike, az anyag legegyszerűbb mozgási formáit vizsgálja. A fizikában megismert jelenségek és fogalmak, a fizikában feltárt törvényszerűségek általános természettudományos jellegűek. A fizika képezi a technika alapját.

A fizika jelentősége világossá válik a szocializmus J. V. Sztálin által felfedezett alapvető gazdasági törvényének fényében. E törvény feladatul tűzi ki az egész társadalom állandóan növekvő anyagi és kulturális igényeinek maximális kielégítését a szocialista termelés folytonos fejlesztése és tökéletesítése útján a legfejlettebb technika alapján.

A modern termelés a következő alapvető ágakra osztható: energetika, mechanikai termelés — fémfeldolgozás: gépgyártás, építészeti; vegyipar (beleértve a metallurgiát); mezőgazdálkodás.

A metallurgia alapvető tudományos elvei, az építőanyagok termelése (szilikátok), a mezőgazdálkodás alapjai (műtrágya, stb.) a kémiához sorolhatók. A mezőgazdálkodás alapjait, beleértve a legegyszerűbb mezőgazdasági gépek alkalmazását, a természetrajzban tanítják.

Az energia-gazdálkodás, a fémfeldolgozás, a gépgyártás, a szállítás, híradás, építészeti és a mezőgazdasági gépek működésének tudományos alapjait a fizikában ismerik meg a tanulók.

A középiskolai fizika-oktatás anyagának tehát a »tiszta« fizikai kérdések mellett magában kell foglalnia a termelés fent felsorolt ágai tudomá-

kívül alapjainak elméleti megvilágítását is. Azonnyos a fizika-oktatás szerves részét kell képeznie az egyszerűbb termelési eszközök ismertetésének és az ellenőrző-mérő eszközök tanításának. A szélesebb alapokra helyezett dolgozva-nevelés kérdései, a termelő munka és az oktatás kapcsolata nagy feladatot jelentenek és részletes vizsgálatot érdemelnek.

Amikor azt a feladatot tűzzük magunk elé, hogy a tanulókkal megismertetjük a termelés alapelveit, nem azt jelenti ez, hogy a fizika-tanár a fizika alapjai helyett a technika kérdéseit tanítsa. Nincs szó arról, hogy visszatérjünk a fiziko-technikai oktatáshoz, mely annakidején oly nagy hátrányt jelentett a fizika alapjainak elsajátításában.

A termelés alapvető kérdéseinek kiválasztása

A hatalmas arányú modern termelésben különböző gépeket és eszközöket alkalmaznak, melyek bonyolult mechanikai és fizikai folyamatokat végeznek meghatározott eredmény elérése érdekében.

Lehetetlen mindezeket a gépeket és folyamatokat részletesen ismertetni a középiskolai fizika alapjain. Okvetlenül szükséges tehát a modern termelés kérdéseinek gondos mérlegelése a középiskolai oktatás szempontjából. E kiválasztásban vezérelv legyen V. I. Lenin tanítása: A politika elve »nem azt kívánja, hogy az egész ipart, hanem hogy a modern ipar alapjait tanítsuk.«

Melyek tehát a termelésnek azok a tudományos elvei, melyek minden termelési folyamatban alkalmazást nyernek?

Megkíséreljük erre a kérdésre megadni a választ; figyelembe véve azonban a probléma bonyolultságát, teljességre nem tarthatunk igényt.

Tekintsünk néhány konkrét példát. A kovácsmester felemeli a kalapácsot: a kalapács ezáltal helyzeti energiára tesz szert. Azután a kalapács leesik és a formálendő tárgynak a szükséges alakot adja. A hatalmas üzemek műhelyeiben a kalapálást vagy préselést gőz-, pneumatikus vagy hidraulikus kalapácsok végzik. E gépek működésének fizikai alapját az energia megmaradásának és átalakulásának, valamint az impulzus megmaradásának törvénye képezi.

Hidraulikus sajtóval történő préseléskor, a munkapadon történő gyaluláskor az energia egyik fajtája a másikba alakul át, munkavégzés történik és hő fejlődik. Eközben felhasználjuk a fémek különböző tulajdonságait, pl. rugalmasságát, szilárdságát. A munkapad megfelelő részét villanymotor hozza mozgásba. Ezek a példák mutatják, mint használjuk fel a fizika törvényeit, hogyan alkalmazzuk azokat céltudatosan a termelésben.

A gépkocsi, traktor, repülőgép belső égésű motorjában üzemanyag ég el. Eközben a benzin, ásványolaj, nyersolaj kémiai energiája a gázok belső energiájává alakul, melynek egy része hasz-

nos munkát végez. Ezekben és sok hasonló folyamatban a termodinamikai törvények képezik a fizikai alapot.

A vízierőművek működésekor a víz mechanikai energiája alakul át elektromos energiává. Ezt az energiát vezetékeken a szükséges helyre szállítják és ott más energia-fajtvá alakítják.

Ezek szerint a modern termelés alapjait képező fizikai törvények: az energia megmaradásának és átalakulásának törvénye (a termodinamika első főtétele), a fizikai történések meghatározott iránya (a termodinamika második főtétele), a dinamika törvényei, beleértve az impulzus-megmaradás törvényét, a testek tulajdonságainak a hőmérséklettől, nyomástól való függését, stb.

Az energia termelése és átalakítása. Energetika.

Semmilyen termelés sem történhetik energia-termelés, -átalakítás és -felhasználás nélkül.

A középiskolai fizika-oktatásban sok lehetőség van arra, hogy jól megtanítsuk a tanulóknak a modern energetika alapjait.

A hidraulikus emelő szerkezetét és működését a VIII. osztályban ismertetethetjük a »Hidro- és aerodinamika« keretében. Ugyanitt különös figyelmet érdemel a turbina kissé részletesebb ismertetése.

Ugyane témakörben ismerkednek meg a tanulók a szél kinetikus energiájának felhasználásával a szélmotorban.

A VII. és IX. osztályban a hőjelenségek tanítása során ismertessük a hőerőgépek szerkezetét és működését. A VII. osztályban tanítjuk a gőzgépek, turbinák, belső égésű motorok működésének alapjait. Rá kell mutatni a gépek fontos szerepére a mezőgazdasági munkák gépesítésével kapcsolatban (traktor, kombájn, teherautó).

A VII. osztályban ismerik meg a tanulók a hasznos munka, a hatásfok fogalmát. A IX. osztályban tanulják a hőerőgépek hatásfokát, a hatásfok növelésének lehetőségeit. Itt térhetünk ki a fizikai történések irányított volta. Beszélhetünk a gőzgépek összeállításának céltudatoságáról, a turbináról. Ugyanebben az osztályban ismerkednek meg a tanulók a reaktív motorral, a távfűtéssel, stb.

E fogalmak, törvényszerűségek és technikai alkalmazások megismerése során értik meg jól a tanulók a hőtan legfontosabb tudományos elveit.

Különösen jelentős szerepet tölt be a modern iparban és mezőgazdaságban az elektromos energia. A fizika-oktatás programja számos kérdést tartalmaz az elektromos energia termelésére, átalakítására és felhasználására vonatkozólag.

A VII. osztály anyaga: Egyenáramú motor, a váltóáramú generátor szerkezete és működése, a transzformátor. Ismertetjük az elektromos energia ipari alkalmazásait, szerepét a szállításban és a Szovjetunió mezőgazdaságában. Beszélünk a Szovjetunió villamosítási tervének megvalósításáról.

A X. osztályban kiszélesítjük és elmélyítjük az elektromos energia termelésével és felhasználásával kapcsolatos ismereteket, megbeszéljük a villamosítás fizikai alapjait, ismertetjük a hatalmas vízierőműveket.

E tárgykörben azonban nem szerepel a háromfázisú áram termelése és felhasználása. A háromfázisú áram széleskörű alkalmazása, a háromfázisú generátorok gazdaságossága szükségessé teszi, hogy a tanulók ezekkel is megismerkedjenek. Ez az órákon kívüli foglalkozásokon történhetik.

Ma még nem alkalmazzák széles körben a héliummal és az atomenergiával működtetett gépeket. Nagy jövőjük miatt azonban az atomenergia-forrásokat, működésük alapjait okvetlenül tanítanunk kell.

A fenti kérdések, melyeket ma az iskolában tanítunk, demonstrációk és hatásos modellek segítségével, megfelelő gyakorlati munkával egybekötve, világossá teszik a tanulók számára a modern energetika alapjait.

Az energia-átadás, munkavégzés. Egyszerű mechanizmusok és gépek

Az energia-átadás módjainak kérdéséhez szűkebb értelemben a mechanikai gépek tartoznak, de tágabb értelemben ide tartozik minden energia-átalakító gép, pl. az elektromos energia átalakítása is.

A középiskolai fizika-tanítás programja és tankönyve ismertet néhány egyszerű gépet, a munkavégzés néhány módját: álló- és mozgósíga, emelő, lejtő, csavar; a gőzgépekkel kapcsolatban a forgattyús mechanizmusok.

Meg kell jegyeznünk, hogy a programban nem szerepelnek olyan fontos mechanizmusok, mint a fogaskerék, szíjmeghajtás, dörzskerekes meghajtás, nincs említve a traktor és gépkocsi sebességmérője, pedig ezeknek működését a tanulók könnyen megértik.

A X. osztályban tanítjuk az elektromos energia hasznosítását, az egyen- és váltóáram felhasználását, az elektromágneses hullámokat. Itt szerepelnek az optikai eszközök: tükör, prizma, lencse, fényelektromos cella.

Teljesen magától értetődő, hogy a különböző egyszerű gépek ismerete nélkül szó sem lehet az irányítható gépek tudatos kezeléséről.

A legfontosabb szállítógépek szerkezete és működése

A fizika alapjainak tanítása során ismertetjük a szállítógépek fontos szerepét. Közülük néhány magában egyesíti a motort, a munkavégző gépet és a meghajtó mechanizmust. Ide tartozik mindenekelőtt a gépkocsi, a traktor, a gőzmozdony, gőzhajó, villanymozdony és a repülőgép. Ezeket a gépeket tanítva természetesen nem térhetünk ki a gépek szerkezetének részletes ismertetésére az órákon. Ezt azonban bizonyos fokig pótolhatjuk az iskolán kívüli gyakorlatokon.

A szilárd testek folyadékok és gázok tulajdonságainak felhasználása a technikában

A modern gépgyártás és építészet nagy mennyiségű különféle anyagot használ. A középiskolai fizika-tanítás nincs abban a helyzetben, hogy az egyes anyagok tulajdonságainak, viselkedésének legfontosabb problémáit részletesen tárgyalhatná. Nem is ez a feladata. Ellenben a fizika-órán ismerek meg a tanulók a szilárd testek, folyadékok és gázok legfontosabb fizikai tulajdonságait, melyek alapvető fontosságúak a technikában. Ide tartozik a tehetetlenség, a rugalmasság, az összenyomhatóság, a szilárdság, a merevség, a hővezetőképesség, az elektromos vezetőképesség, stb. A különböző anyagoknak ezeket a tulajdonságait a technika nagy mértékben felhasználja.

A termelés legfontosabb elvei

A fizika alapjainak tanulása lehetővé teszi, hogy a tanulók ne csak a legfontosabb fizikai jelenségekkel és törvényszerűségekkkel ismerkedjenek meg, hanem fokozatosan elsajátítsák azokat az elveket, melyek a modern termelés fejlődését meghatározzák. Ezeknek az elveknek az elsajátítása nélkül nem valósítható meg a politechnikai képzés a fizika-oktatásban.

A VII. és X. osztályban az elektromosságtan tanulása során ismerik meg a tanulók azokat az alapvető jelenségeket, fogalmakat és törvényszerűségeket, melyekből képet alkothatnak a villamos energia modern alkalmazási lehetőségeiről. Megismerik a Szovjetunió villamosítási tervét, mely Lenin tanításának végrehajtását jelenti. Mint ismeretes, e tervnek alapjait azok a lenini elvek képezik, hogy egységesíteni kell az energia-gazdálkodást, egységesíteni kell a nagyfeszültségű vezetékhálózatot, fel kell kutatni a tüzelőanyag-tartalékokat, a víziergia felhasználásának lehetőségeit, az ipart technikailag újjá kell szervezni, villamosítani kell a mezőgazdaságot.

A Szovjetunió villamosítása c. fejezet nemcsak történelmi szempontból jelentős. Ennek során kell a tanulóknak megismerniük a Szovjetunió villamosításának fejlődését az ötéves terv során.

A szovjet tudomány és technika sokban hozzájárult az energetika fejlődéséhez. A kommunizmus hatalmas alkotásain a világ legnagyobb turbógenerátorai dolgoznak több száz ezer kilowatt teljesítménnyel. Megoldották a 400 000 Volt feszültségű elektromos áram nagy távolságba való vezetésének problémáját.

A villamosítás általános kérdéseit konkrét példákra kell alkalmazni a termelés egyes ágaiban: mechanikai ipar, elektromos szállítás, elektrokémia, stb.

A IX. és X. osztályban ismerik meg a tanulók a távfűtés népgazdasági jelentőségét, vagy pl. az elektromos művek hatásfokát.

Népgazdaságunk másik jellegzetes vonása jelenleg a termelési folyamatok komplex gépesítése.

A fizika középiskolai tanítása lehetővé teszi, hogy a tanulók minden oldalról megismerjék a termelési folyamatok mechanizációjának alapjait. A mechanika, hőtan, elektromosságtan, mágnességtan, atomszerkezet tanulása lehetővé teszi, hogy megismerjék mind a mechanizációnál használt energiaforrásokat, mind azokat a technikai berendezéseket, melyeknek segítségével a gépesítés történik. Ezekről már fentebb szó volt.

A szovjet technika jellegzetes vonása az a törekvés, hogy emeljük a munka termelékenységének fokát, a gépek teljesítőképességét, stb. J. V. Sztálin tanítja, hogy a technika nem állhat egy helyben, állandóan tökéletesíteni kell, hogy a régi technikát újjal kell felcserélni, az újat még újabbal. Ezeknek az elveknek az életbe való átültetése új forrásokat nyit a termelés tökéletesítésére, a termelő munka javítására.

A termelési folyamatnak erről az oldaláról a tanulók konkrét példákat kaphatnak a fizika tanulása során. Vegyünk néhány példát. A VIII. osztályban a forgó mozgás tanítása során beszélni lehet a fémforgácsolás rekordsebességéről, melyet a szovjet munkások elértek. A robbanó motor tanításakor is hangsúlyozni kell azt a törekvést, hogy csökkenteni kell pl. a gépkocsinak a teljesítményegységre eső önsúlyát, megtartva a gyújtási biztonságot. Beszélni kell arról, mint küzdenek a szovjet tudósok a benzin-motor gazdaságosabbá tételéért. Ilyen kérdések helyes képet adnak a tanulóknak a technika legfontosabb ágainak fejlődéséről.

A modern termelés világosan mutatja azt a törekvést, hogy a termelési folyamatokat, sőt egész üzemeket automatizáljanak. Az automatizáló berendezések szerkezete és működése, a távirányítás, a telefon, a rádió, a távíró, stb. elég részletességgel tanítható a középiskolában. Ami az automatizálást illeti, a fizikatanítás programja nem tartalmaz megfelelő utasítást. A programból hiányzik az elektromágneses és fotoelektromos relé, pedig ez a fizika egyik legfontosabb technikai alkalmazása. Tanítjuk az elektromágnes és a fotoelektromos effektus elméleti kérdéseit, de gyakorlati alkalmazásaikat elhanyagoljuk. Ez a hiány azonban a program megváltoztatása nélkül is pótolható.

A gyakorlati készség és kezűgyesség kifejlesztése

Foglalkoznunk kell azzal a kérdéssel, hogyan segíti a középiskolai fizika-tanulás a politechnikai képzés másik oldalát, azt, hogy a tanulók a legegyszerűbb termelési eszközöket megismerjék, elsajátítsák használatukat.

A legegyszerűbb termelési eszközökkel való bánásmód elsajátítását gyakran úgy értelmezik, hogy a tanulók műszerész kezűgyességre tegyenek szert, jól tudjanak bánni a reszelővel, fűrészszel, gyaluval stb. Ilyen készség elsajátítása szükséges és fontos, de ez a feladat nem jellemzi a fizika-oktatást. A kézműves munka iránti készségét fokozatosan kell kifejleszteni a speciális gyakorla-

tokon. A fizikai gyakorlatokon (a fizikai gyakorlat egyes méréseinek elvégzésekor) csak néhány kézműves gyakorlat fejleszthető ki vagy mélyíthető el, pl. a villanyszerelői készség.

E feladatok teljes átvitele a fizika-oktatásba végső soron olyan funkciók átvitelét jelentené, melyek nem következnek e tantárgy oktatásából és tartalmából. Mindenesetre ebből a szempontból a középiskolai fizika-oktatásra nagy feladatok várnak.

Fizikai mennyiségek mérési készségének kifejlesztése

A modern termelés minden ágában szükséges ismerni a különböző fizikai mennyiségek mérésének módját, pl. hosszúság, erő, munka, teljesítmény, nyomás, hőmérséklet, áramerősség, feszültség, ellenállás, kapacitás, önindukciós együttható, megvilágítás, stb. mérésének módját. Ilyen mennyiségek mérési módját a középiskolában kell a tanulóknak elsajátítani. A fizika-oktatás nagy segítségére lehet a tanulóknak a mérési készség kifejlesztésében.

A mérés maga feltételezi a mérési módnak, valamint a mérőberendezések szerkezetének és működésének ismeretét (súlyok, tolómérce, mikrométer, dinamométer, barométer, manométer, hőmérő, árammérő, feszültségmérő, reosztát, kondenzátor, önindukciós tekercs, fotométer, stb.). Ezeknek az eszközöknek használata iránti készséget a VI. osztálytól a X. osztályig tartó oktatás során fokozatosan kell a tanulóknak elsajátítani.

A különböző technikai eszközök gyakorlati megismerése

A középiskolai fizika-oktatás feladata az is, hogy megtanítsa a tanulóknak az egyszerűbb technikai eszközök szétszedését és összeszerelését, hogy a tanulók elsajátítsák a legegyszerűbb szerelési munkát. Ide tartoznak a következők:

A VII. osztályban: A gőzgép modelljén, vagy a robbanómotor modelljén felismerni az egyes alkatrészeket, galvánelem készítése, elektromos kapcsolás összeállítása kapcsolási rajz alapján, hálózati javítás elvégzése (foglalat, kapcsoló, biztosíték, csatlakozó), elektromos melegítőberendezések használata, elektromos csengő modelljének elkészítése, telefon, villanymotor összeállítása kész alkatrészekből, transzformátor készítése, stb.

A VIII. osztályban: Fordulatszám-láló használata, teljesítménymérés fékkel, sebességmérő működése, testek súlypontjának meghatározása egyszerűbb esetekben, testek egyensúlyi helyzetének megváltoztatása, karburátor szerkezete és működése, hidraulikus prés, szélmotor.

A IX. osztályban: Hangtovábbító berendezések megismerése (gramofon, hangszóró), gőzgép modelljének elkészítése és működtetése, robbanómotor megismerése (gyújtás, indítás, a motor leállítás).

A X. osztályban : Akkumulátor töltése hálózatról, elektromos mérőeszközök típusainak felismerése, elnevezésük, adott kapcsolás összeállítása, amper- és voltmérő mérési határának megváltoztatása shunt-, illetve előtételellenállás segítségével, reosztát kiválasztása az áramerősség adott határok közti változtatására, váltóáramú motorokkal való bánásmód, bekapcsolásuk a hálózatba, egyenirányítók használata, kész alkatrészekből rádióvevő összeállítása, vetítőkészülék, mikroszkóp kezelése, egyszerű relé, spektroszkóp megismerése.

A fent felsorolt eszközök közül egyesek ma még nem szerepelnek a fizika-oktatásban.

E képességek kifejlesztésének szükségessége a politechnikai oktatásban nem szorul bizonyításra. Azokat a munkákat, melyek a fizika-órán nem végezhetőek el, az órán kívüli foglalkozásokon kell pótolni.

Egyszerű technikai számolások elvégzésére való készség kifejlesztése

A technika elsajátítása feltételezi egyszerű számolások elvégzésének ismeretét. Nyilvánvaló, hogy egyszerű kvantitatív számolások iránti érzék kifejlesztése nélkül nem valósítható meg az a feladat sem, hogy a fizika és technika szoros kapcsolatára rámutassunk. Egyszerű számolások szervesen beletartoznak a fizika-oktatásba. Soroljuk fel azokat a számolásokat, melyeket az egyes osztályokban végeznek a tanulók.

A VI. osztályban : Fajsúlyszámítás, nyomás meghatározása, erő-megtakarítás az egyszerű gépeknél, munka- és teljesítményszámítás.

A VII. osztályban : Grafikus ábrázolása annak, hogyan függ a hőmérséklet a melegítési időtől, fajhő-számítások, testek elégetésekor »elvesztett«
hő kiszámítása, számolások az Ohm-törvénnyel.

A VIII. osztályban : Erők összetétele és felbontása grafikus úton, áttételi szám meghatározása szíj- és fogaskerék-meghajtásnál, kinetikus és potenciális energia meghatározása, nyomás és nyomóerő kiszámítása a hidraulikus présnél.

A IX. osztályban : Annak a hőmennyiségnek kiszámítása, amely a motor adott időn át tartó működéséhez szükséges, a testek sűrűségének függése a hőmérséklettől, olvadási és forrási hő meghatározása.

A X. osztályban : Kondenzátor kapacitásának meghatározása, ellenállás hőmérséklet-függé-

sének számítása, elektromos áram munkájának és teljesítményének számítása, összetett áramkör ellenállásának kiszámítása, a megvilágításnak, a lencsék fényerejének kiszámítása.

Ezeknek a számításoknak elvégzése rendkívül fontos a politechnikai képzés feladatainak megoldása szempontjából.

Egyszerű gépek kezelése

Már volt szó arról, mennyire fontos olyan gépek ismerete, mint pl. a traktor, gépkocsi. Természetesen ehhez nem elegendő az órán elmondottak ismerete. Megfelelő, órán kívüli foglalkozások megszervezése okvetlenül fontos.

Nagyon fontos, hogy a tanulók tudatosan és helyesen használják a csigát, a lejtőt, csigasort, emelőt, csavart. Célszerű megismertetni a tanulókkal a csavaros emelő (héber) és a csörlő szerkezetét. Reálisnak tartjuk olyan gépek tanításának megszervezését, mint a kerékpár, motorkerékpár.

A bonyolult gépek egyszerű gépekből vannak összeállítva. Minden eszköztáborban megtalálják a tanulók az emelő, ék, álló- és mozgósíga, fogaskerék-meghajtás, stb. alkalmazását. Ha osztályon belüli vagy osztályon kívüli foglalkozáson a tanuló egy összetett gép szerkezetét megismeri, ez nagyon megkönnyíti számára másik gép megismerését és kezelését.

Az elektromos berendezések jelenleg különleges jelentőséggel bírnak. Nyilvánvaló, hogy az elektronikának a középiskolában nagyobb figyelmet kell szentelni, mint jelenleg történik. Okvetlenül szükséges, hogy a tanulók iskolai vagy iskolán kívüli laboratóriumban elsajátítsák a rádiótechnikai készséget, össze tudjanak szerelni egyszerű rádióvevő készüléket, egyenirányítót, erősítőt, generátort, fényelektromos relét, stb.

* * *

A fenti feladatok megoldása azt kívánja, hogy emeljük a középiskolában a fizika-órák számát. Ehhez természetesen megfelelő anyagi bázis szükséges : szertárak, műszereszek. Mindebben nagy szerepét kell vállalniok maguknak a fizika-tanároknak. Sok függ az ő alkotó kezdeményezéstől, mennyire serkentik és szervezik a tanulókat eszközök konstruálására, a fizika gyakorlati alkalmazásának elsajátítására.

Fordította : Szabó János
aspiráns

EGYESÜLETI ÉLET

BUDAPESTI ELŐADÓÜLÉSEK

A Magyar-Szovjet Barátsági Hónap előadásai

Február 23. Turchányi Györgv.

Szovjet kristályosodási tapasztalatok.

Előadó beszámolt azokról a vizsgálatokról, melyeket a Szovjetunióban a kristályok növesztésére vonatkozólag folytattak. A problémának kvarc-kristályos rezgéskeltők, kristályszámlálók és más eszközök előállításánál nagy gyakorlati fontossága is van. Hazánkban e területen a szovjet tapasztalatok felhasználása komoly segítséget nyújt.

Március 9. Földes István.

Ambarcumjan kozmogóniai vizsgálatai.

A szovjet kozmogóniai kutatásban nagy szerepet foglal el a csillagtársulások vizsgálata. Ismerünk olyan csillagesoportokat, melyek laza szerkezetük miatt nem stabilisak a Tejútrendszer többi részének gravitációs hatásával szemben. A társulásban szereplő csillagok azonos fizikai sajátosságai viszont ezen csillagok együttes keletkezését igazolják. Így a társulásnak és a benne szereplő csillagoknak az életkora néhány millió évnél nem lehet öregebb, ami azt bizonyítja, hogy csillagok állandóan keletkeznek.

Március 16. Pauncz Rezső.

A kvantumkémia fejlődésének újabb irányvonalai.

A kvantummechanika kémiai alkalmazásánál elterjedt felület és a matematikai közelítő számításnak helytelen fizikai interpretációt tulajdonító »rezonancia-elmélet« széleskörű vita tárgyát képezte a Szovjetunióban. A fizikai és kémiai alapgondolatok központi szerepét hangsúlyozó kritika a kvantumkémia további fejlődésének előfeltételeit teremtetten meg.

Március 24. Klatmányi Árpád.

Szikraforgácsolás.

Az előadó beszámolt arról, hogy a szovjet tapasztalatok alapján hazánkban is bevezetett szikraforgácsolási módszer milyen hasznosnak bizonyult az iparban. Az előadás egyszersmind a szovjet fizika és technika szoros kapcsolatára is rámutatott.

Március 30. Haiman Ottó.

A kozmikus sugárzás kutatása a Szovjetunióban.

A szovjet fizikusok eredményeiről a kozmikus sugárzás kutatása területén nyugati szakkönyvek keveset írnak. Az előadás bemutatta, hogy Szkobelein akadémikus klasszikus vizsgálataitól kezdve a legutóbbi időkig milyen sok területen érték el eredményt a szovjet fizikusok mind a kísérleti eszközök építése, mind a kozmikus sugárzásra vonatkozó mérések, mind azok elméleti interpretációja területén. Az utóbbiak közül kiemelkednek Terleckijnak a kozmikus sugárzás eredetére vonatkozó vizsgálatai.

Klubesték

Március 2. Gécs Mária.

Magnyomaték-mérés rádiófrekvenciás módszerrel.

Az atommagok mágneses momentumának ismerete sok felvilágosítást nyújt a mag szerkezetére vonatkozólag. Homogén mágneses térre szuperponált változó mágneses tér megfelelő frekvencia esetén a magokon precessziót idéz elő. Az energiaelnyelésnek a frekvenciától való függését megmérve a

mágneses momentum meghatározható. Az előadó ismertette az általa előállított mérőberendezést és annak működését.

Április 2. Pócza Jenő.

Optikai kísérletek mikrohullámokkal.

A mikro-rádióhullámok különösen alkalmasak a fizikai optika alapvető törvényeinek kísérleti igazolására, mert a sugárzás hullámhossza néhány cm. Nagykiterjedésű ernyőkkel a geometriai optika törvényeit, kiskiterjedésű makroszkopikus fémlapokkal az elhajlás interferenciajelenségeit mutathatjuk be szemléltetően. A nagy érdeklődés mellett bemutatott kísérletek az elektromágneses hullámok sajátosságainak mélyebb megértését segítették elő.

Április 6. Jánossy Lajos.

Megjegyzés a berlini fizikus konferenciához.

A Német Tudományos Akadémia és a Német Demokratikus Köztársaság Fizikai Társulata által rendezett konferencián Társulatunkat Jánossy Lajos képviselte. A konferencia a modern fizika elvi problémáiról szólt, azon többek között Jánossy Lajos előadást tartott a kvantummechanika részecskehullám problémájáról. A konferencián résztvevő fizikusok megállapították, hogy a kvantumelmélet szemléletnek ellentmondó kijelentéseit csak akkor lehet elfogadni, ha azokat pontos kísérletek igazolják. Megbeszélték, hogy eddig még milyen alapvető kísérleteket nem végeztek el, azok elvégzését tervbe vették. Az előadást igen élénk vita követte.

Április 13. Schmidt György.

Elektromos négyfókusok és mechanikai lengő-rendszerek analógiájáról.

A váltóáramú körökben folyó áramot meghatározó differenciálegyenleteket részletesen tanulmányozták. Ezek a differenciálegyenletek formailag megegyeznek bizonyos mechanikai rezgésproblémák mozgásegyenletével. Az elektromos négyfókusoknál bevezetett összefüggések ilyen módon eredményesen használhatók fel mechanikai lengőrendszerek vizsgálatánál.

Április 20. Mátrai Tibor.

Merev test a relativitáselméletben.

A relativitáselmélet irodalmának sokat vitatott kérdése a merev test megfigyelőtől független értelmezése. A Born által megadott definíció szűk: a merev testnek csak három szabadsági fokot enged meg hat helyett. A Laue által kritizált merev test helyett előadó tömegpontok merev mozgását vizsgálta. Az általa adott értelmezés mentes a Born-féle hibáitól, de egyszersmind rámutat a »merevség« fogalmának alkalmazhatósági korlátaira is.

Április 27. Erő János.

Plazmarezgések.

Az elektroncsövekben, kisülési csövekben és más helyeken elektronokból (és esetleg ionokból) kialakuló töltésfelhő mozgásának vizsgálata gyakorlati szempontból fontos, mert sok elektronikus eszköz ezen töltésfelhő mozgásán alapul. Előadó ezen plazmának a rezgéseit tárgyalta különböző feltételek közt.

Május 11. Groma Géza.

Megjegyzések a reflex-oszcillátorok elméletéhez.

Az újabb irodalomban foglalkoztak a reflex-oszcillátorok működésének elméleti vizsgálatával, határfok és más adatok meghatározásával. Előadó

párhuzamot vont a reflex-oszcillátorok és Barkhausen — Kurz-oszcillátorok működése közt. Az egyezések és különbségek vizsgálata lehetővé tette egyes kérdések elméleti úton való tisztázását.

Május 18. Gémesi József.

Seignette-kutatások a Szovjetunióban.

A ferromágnesek elektromos analógját képező Seignette-só vizsgálata nemcsak az anyagszerkezetre vonatkozó elméleti kutatások szempontjából jelentős, hanem a gyakorlati alkalmazás szempontjából is: a Seignette-só piezo-elektromos sajátása alapján kiválóan alkalmas rezgéskeltésre. Előadó beszámolt a Seignette-só kristályok előállítására irányuló szovjet kutatásokról és azok eredményes hazai alkalmazásairól.

Június 1. Max Cosyns. (Brüsszel.)

Tanulmányok magpárolgási folyamatról.

A kozmikus sugárzás hatására léggömbbel felküldött fotoemulzióban olyan magrobbanások voltak előadó megfigyelései szerint észlelhetők, melyeknél protonpárok léptek ki közel egybeeső irányban az atommagból. A protonpárok felleptét az előadó úgy értelmezte, hogy a beérkező kozmikus részecske hatására a magból gerjesztett He-magok szakadnak le, melyek rövidesen két protonra és két neutronra esnek szét. A nagy érdeklődéssel fogadott előadás után Valkó Endre, a MTESZ főtitkára fogadást rendezett a Béke Világtanács ülése alkalmából Budapesten tartózkodó belga professzor tiszteletére. A fogadáson Max Cosyns professzor baráti beszélgetést folytatott a magyar fizikusokkal, beszámolt munkájáról és a hazájában folyó kutatások helyzetéről.

Középiskolai tanárokrészére tartott előadások

Március 5. Tarján Imre.

Néhány tanulságos kísérlet.

Előadó sok olyan kísérletet, kísérleti eszközt mutatott be, mely középiskolában is előállítható és szemléletes volta következtében alkalmas a tanított anyag szemléltetésére.

Április 2. Pócza Jenő.

Mikrohullámok technikai alkalmazása.

A legrövidebb hullámhosszú rádióhullámoknak a fényhullámokéval rokon viselkedése azok egész újszerű alkalmazásait teszi lehetővé, melyek legfontosabb példája a radar.

Május 7. Cornides István.

Modern tömegspektroszkópia.

Az atommagok tömegének pontos mérésére szolgáló berendezések az utóbbi években fontos fejlődésen mentek át. Az új eszközök mind a sebesség, mind az irányfokuszálás problémáját kielégítő módon oldják meg.

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT PÉCSI CSOPORTJÁNAK FIZIKAI KÍSÉRLETI ESZKÖZ KIÁLLÍTÁSA

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Pécsi Csoportja 1953. június 7-től június 15-ig fizikai kísérleti eszköz kiállítását rendezett a pécsi Pedagógiai Főiskola Fizikai Tanszékének négy helyiségében. A Társulat Pécsi Csoportjának a kiállítás rendezésével elsősorban az volt a célja, hogy segítséget nyújtson a fizikaszakos tanároknak a kísérletezésben. Éppen ezért a kiállításon szereplő kísérleti eszközök legnagyobb része házikészítésű volt, igen sok eszközzel, mintegy azt demonstrálták, hogy szinte hulladékokból jól használható kísérleti eszközök készíthetők. Igen sok közülük a K. M. Újító Bizottsága által

újítási díjjal jutalmazott kísérleti eszköz. A legtöbbet, az eszközök közül a Főiskola Fizikai Tanszékének tanárai és a Főiskola hallgatói szerkesztették, illetve készítették, de küldött néhány eszközt a kiállításra a helyi leánygimnázium és tanítóképző, valamint a Főiskola gyakorló iskolája is. A főiskolai hallgatók által a fizikai műhelygyakorlatokon készített kísérleti eszközökből egy sorozat volt kiállítva, mely mintegy 30–35 db-ból állott. Ilyen eszközsorozattal ajándékoz meg a Főiskola évről-évre 8 általános iskolát. Főiskolai hallgatók munkái voltak még, pl.: a kis szappandobozba beépített törpecsőves rádió, ugyancsak törpecsővel összeállított szignálgenerátor, kísérleti oszcillátor, hanggenerátor. A szappandobozba épített R. C.-mérő, miniatűr fűrészrezgékeltő, anódpótló, vibrátor, parányi forrasztópáka, stb. is — többek között — igen figyelemre méltóak. A főiskolai hallgatók repülőmodellező körének munkái egy kisebb termet is betöltöttek volna. Itt a különböző típusú gépek mellett pl. gumimotoros modell, kis robbanómotorral hajtott modell, zárttéri modell, vitorlázó gépek, stb. vonták magukra a figyelmet. Jól megfigyelhetők voltak a repülőgépmodellek építésének különböző fázisai.

Végignézve a kiállítást, megállapítható, hogy a fizika minden területéről szép számmal szerepeltek eszközök. Hogy csak néhányat említsünk: a mechanikából a közegellenállás mérésére szolgáló készülék, hajítási készülék, nagy érzékenyséű, modern analitikai mérleg, készülék a szabad tengely hatásának demonstrálására, stb., a hőtanból: szilárd testek megnyúlását mérő készülék, mely szovjet cikk nyomán készült házi készítésű eszköz. A hőekvivalens mérésére szolgáló készülék, gőzgép és robbanómotor modellek, robbanómotor működését bemutató pergőkép, stb. A Brown-mozgás szemléltető volt mikroszkóppal egy huzamosabb ideig tartó készítményben, de nagyon szemléletes volt a mozgás modellje útköz golyókkal, új, egyszerű megoldásban. Továbbá egy érdekes működő napmotor-modell hívta fel a figyelmet, stb. Az elektromosságtan igen sok eszközzel volt képviselve, a legfontosabbak: rendkívül egyszerű dörzelektromos gép, általános iskolák számára, számtalan kis működő motor, Lenz-készülék, hőmágneses motor, az ionvándorlási készülék, az elektromos energiaátvitel modellje, a Thomson-képlet igazolására szolgáló készülék, különféle mikrofonfajták, egy szemléletes nagyméretű rádiókapcsolás, mely egyben működő rádió is. Ellenállásai grafitozott papírból, kondenzátorai fémlapból, lemosott filmből készültek. Számos kísérlet volt látható az indukció köréből, továbbá egy fűrészrezgékeltő-kapcsolás, egy nagyméretű elektroncső-modell, egy fáziseltolódást bemutató oszcilloszkóp, nagyfeszültségű szikrainduktor, Tesla-féle transzformátor, nagyfrekvenciás rezgékeltő, Nipkow-tárcsás távolbalátó adóvevő, stb. A fénytan köréből is több érdekes kísérleti eszköz volt látható a kiállításon. Ezek közül kiemelkedőbbek: interferencia-eső, optikai-rácseső, polarizációs készülék, sztereonézó sztereoképekkel; valamennyi eszköz a Fizikai Tanszék tanárainak házi készítésű eszköze.

Szép emissziós és abszorpciós színeképeket tanulmányozhattak a látogatók négy beállított spektroszkópban. Szerepelt az atomfizika is a kiállításon a rádióaktivitás alapjelenségeinek bemutatásával és igen látványosak voltak a demonstrációs ködkamrával végzehető kísérletek.

Az egész kiállítás legfőbb érdekessége az volt, hogy a legtöbb eszközt működésében tekinthették meg a látogatók, így fokozottabb segítséget és kedvet kaphattak a nevelők — de mások is — a kísérletezéshez.

A kiállítást mintegy 700-an tekintették meg, a kis úttörő diákoktól kezdve egészen a budapesti és vidéki egyetemek kiküldött tagjaig. Helyi viszonylatban — a látogatottságot és érdeklődést tekintve — a kiállítás az elsők között szerepel.

Fontos lenne, ha ezt az igen helyes kezdeményezést a Társulat más csoportjai is követnék, hogy ezzel is segítséget nyújtsanak a fizikaoktatás színvonalának emeléséhez.

FIZIKAI SZEMLE

Az
Eötvös Loránd
Fizikai Társulat
Lapja

TARTALOMJEGYZÉK:

Pauncz Rezső: A kvantum-kémia újabb irányvonalai

Földes István
Herczeg Tibor: A bolygók keletkezése

A Tudományos Munkások Világszövetségének III. közgyűlése

A KÖZÉPISKOLAI TANÁR
LABORATÓRIUMÁBÓL

Tarján Imre
Voszka Rudolf: Váltófeszültség vizsgálata porfigurákkal

Makai Lajos: A szabadesés és rezgőmozgás kísérleti tanulmányozása

Zserjehov: Technikai berendezések működési elvét szemléltető demonstrációs kísérletek

EGYESÜLETI ÉLET

KÖNYVSZEMLE

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL



Felelős szerkesztő: Szamosi Géza

Szerkesztőbizottság:

Csekő Árpád, Faragó Péter, Gáspár Rezső, Kocsis László, Marx György, Szamosi Géza.
Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Vermes Miklós

Szerkesztőbizottság titkára: Turiné Frank Zsuzsa

Szerkesztőség: Budapest, V., Reáltanoda-utca 13—15. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő: 187-423

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó Budapest, V., Alkotmány-utca 21.
Távbeszélő: 111-010 *

Felelős kiadó: Mestyán János

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat
Budapest, V., József nádor-tér 1. Telefon: 180-850
Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat József nádor-tér 1, üzlethelyiség. Telefon: 183-022
Előfizetés egy évre 30,—, félévre 15,— Ft; egyes szám ára 6,—Ft

Megjelenik évente hatszor

ОГЛАВЛЕНИЕ

- Р. Паунц*: Новые линии развития квантовой химии
И. Фёльдеш — Т. Герцег: Возникновение планет
Третий съезд всемирного союза научных работников
Из лаборатории учителя средней школы
И. Тарян, Р. Воска: Исследование переменных напряжений
с помощью порошковых фигур
Л. Макай: Экспериментальное исследование свободного
падения и колебательного движения
И. Жерехов: Для продемонстрирования принципа действия
технических устройств

Из жизни общества физиков
Библиография
Успехи физических наук

A kiadásért felelős: Mestyán János

Műszaki felelős: Tóth Ferenc

A kézirat beérkezett 1953 VII. 14—IX. 8. Példányszám: 1600. Terjedelem: 4 (A/5) ív 24 ábrával

Ez a folyóirat MNOSZ 3405 és 5602Á szerint készült

Akadémiai nyomda, Gerlőczy-utca 2. — 27280 — Felelős vezető: ifj. Puskás Ferenc

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

III. évfolyam

5. szám

1953 november

A kvantum-kémia újabb irányvonalai*

A kvantum-kémia aránylag fiatal tudomány; célja kémiai problémák vizsgálata a kvantum-mechanika módszerével. Az első sikeres kísérletet ebben az irányban röviddel a kvantum-mechanika felfedezése után Heitler és London¹ tették: sikerült megoldani a klasszikus elektrosztatika és a Bohr-féle kvantumelmélet számára megoldhatatlan problémát, a hidrogén molekula kötésének értelmezését (1927). A továbbiakban a vizsgálatokat sikerült kiterjeszteni a legkülönbözőbb kémiai problémák tárgyalására: kvalitatív magyarázatot nyert az *irányított vegyértékek* létezése, sikeresen lehetett értelmezni az egyes és kettős kötésekkel rendelkező vegyületek eltérő tulajdonságait, a konjugált és aromás szénhidrogének viselkedését kémiai reakciókban, aromás vegyületek diamágneses anizotrópiáját, abszorpciós színekét, stb. Elvi szempontból igen nagy jelentőségű volt James és Coolidge² eredménye: a hidrogén molekula kötés távolságának, disszociációs energiájának és rezgési frekvenciájának elméleti számítása teljes egyezést mutatott a kísérletileg meghatározott értékekkel. Ez a tény azt mutatta, hogyha a használt közelítő módszereknél sikerül a kellő mértékű közelítő lépések elvégzése, lehetővé válik a molekula fontos adatainak tisztán elméleti úton történő meghatározása.

A fellépő súlyos matematikai komplikációk megakadályozták ennek a programnak bonyolultabb molekulákra való kiterjesztését. A figyelem inkább *semi-empirikus* módszerek felé fordult. Különböző elhanyagolások segítségével az előforduló integrálokat egy-két alapintegrálra igyekeztek visszavezetni, ez utóbbiak értékét pedig kísérleti adatok alapján (égéshő, színképi átmenetek értéke, stb.) határozták meg. A semi-empirikus módszerek közül különösen kettő érdemel figyelmet: a) *Elektron-pár* módszer az eredeti Heitler—London-féle gondolat általánosítása többatomos molekulákra. Abból az állapotból indulunk ki, amikor az atomok igen messze vannak egymástól és minden egyes atomnál egy vegyérték elektron van. A molekula valódi állapotához innen úgy

jutunk el, ha az atomokat egymásfelé közelítve tekintetbe vesszük az atomok és elektronok kölcsönhatását (rendszerint perturbációs eljárás segítségével). b) *Molekula-pálya* módszer alapgondolata szerint az egyes elektronok egymástól függetlenül mozognak az atommagok és a többi elektron által meghatározott effektív potenciáltérben. Első közelítésben a hullámfüggvényt, mint egy-elektron függvények szorzatát képezzük, az egyes egy-elektron függvények az egész molekulára kiterjednek (molekula-pálya). A leggyakrabban használt változatban ez utóbbiakat atomi-függvények lineárkombinációiból képzik.

A kezdeti sikerek után bizonyos megtorpanás mutatkozott a kvantum-kémia fejlődésében. A cél kizárólag arra korlátozódott, hogy a már ismertek közelítő módszerek segítségével igyekeztek a vizsgálatokat kiterjeszteni mind szélesebb vegyületcsoportokra anélkül, hogy a meglevő módszereket mélyebb kritikai analízisnek vetették volna alá, ill. újabb módszereket igyekeztek volna kidolgozni. Ezen a téren döntő fordulat mutatkozik az utolsó öt év folyamán: az érdeklődés a kvantum-kémia elvi problémái felé irányul, továbbá egymásután jelennek meg új közelítő módszerek és a semi-empirikus eljárások mellett egyre nagyobb szerepet nyernek azok a módszerek, amelyek a molekula geometriáján kívül nem használnak fel empirikus állandókat.

A kvantum-kémia elvi problémái

A kvantum-kémia elvi problémái igen mély és sokoldalú analízist nyertek abban a vitában, amely a Szovjetunióban a »rezonancia-elmélet« kritikájával** kapcsolatban alakult ki. Bár a vita súlypontja a kémiai szerkezet-elmélet kérdése körül volt, igen fontos megállapítások születtek a kvantum-kémia szerepére, fogalmaira és módszereire vonatkozóan.

** A »rezonancia-elmélet« kritikáját lásd a Magyar Kémiai Folyóirat 1950. 11. 12., 1953. 2. számaiban. Rövidesen még fog jelenni az 1951-ben Moszkvában tartott konferencia teljes vitaanyagának fordítása, amelyben mind a »rezonancia-elmélet« kritikája, mind pedig az alább ismertetendő kérdések részletes tárgyalása megtalálható.

* Az Eötvös Loránd Fizikai Társulatban 1953. március 16-án elhangzott előadás.

A kvantum-kémia, mint a legtöbb határtudomány, különleges helyzetű. A problémái kémiai kérdések, a megoldásának módszere pedig a kvantum-mechanika számítási apparátusa. Ebből a kettősségtől több probléma származik: mi legyen a szerepe a kvantum-kémiai kutatásnak a kémiai kutatás többi ágaihoz viszonyítva, alkalmas-e a kvantum-kémia elvileg a kémia minden kérdésének megoldására, hogyan lehet összekapcsolni a kvantum-mechanikai számítási módszerek eredményeit más, kémiai kutatási eljárásokkal nyert fogalmakkal, milyen mértékben függnek a kvantum-kémiában használatos fogalmak a speciális közelítő módszerektől.

A kémikusok számára különösen fontos volt az első két kérdés eldöntése. Egybehangzóan megállapították, hogy a kvantum-kémiai kutatások igen fontos segédeszközt jelentenek a kémiai vizsgálatok elmélyítése tekintetében. Fontossága különösen nyilvánvaló azokban az esetekben, amikor nemcsak a már meglevő, kémiai módszerekkel megismert törvényszerűségek megmagyarázásáról van szó (mint pl. az irányított vegyértékek elmélete), hanem teljesen új, a kvantum-kémia által bevezetett fogalmakról. Ilyen például az egyes és kettős kötésekkel kapcsolatos σ és π elektroneloszlások fogalma. (A σ eloszlás hengerszimmetrikus a kötési tengely körül és ezzel értelmezhető az egyes kötések körüli szabad forgás, a π eloszlás viszont megadott irányokban mutat maximumot, ez a magyarázata a kettős kötés merevségének, nagyobb reakciókészségének, stb.)

Ugyanakkor rámutattak azonban arra, hogy elvileg helytelen volna a teljes kémiát a kvantum-kémiára visszavezetni. A bonyolultabb kémiai mozgásforma nem meríthető ki azon tulajdonságokkal, melyek kvantum-kémiai módszerekkel számíthatók. A kémia alapvető módszere a szintetikus eljárás, a kémiai átalakulások tanulmányozása, ez a vizsgálati forma a továbbiakban is eszköz marad új törvényszerűségek felfedezésére. A kvantum-kémia számítási módszere az izolált molekulákra vonatkozik, többek között ezért sem alkalmas arra, hogy az összes kémiai jelenségek értelmezésére felhasználhassuk.

A kvantum-kémiai kutatások számára igen lényeges volt a két utóbbi kérdés részletes megvitatása. Igen nehéz problémát jelentett kezdetől fogva a kvantum-kémia számára, hogyan lehet a kémikusok számára szemléletessé tenni a kvantum-mechanika eredményeit. A »rezonancia-elmélet« kezdeti sikereit és széleskörű elterjedését is az a tény indokolta, hogy a kvantum-mechanika eredményeit szemléletes hasonlaltal igyekezett érzékelteni, bonyolult matematikai formulák használata helyett. (Rezonáló ingák hasonlata, *Wheland*³.) Az elmélet kritikai analízise azonban azt mutatta, hogy a kívánt cél helyett tévútra vezetett ez az eljárás. A kémikusok szemében az egyes »rezonáló szerkezetek« önálló értelmet nyertek, a molekula valódi tulajdonságait úgy igyekeztek értelmezni, mintha ezen »szerkezetek« rezonan-

ciája okozná azokat. Ugyanakkor az egyes »rezonáló szerkezetek« a valóságban nem létező, fiktív struktúrákat jelentettek, reális tulajdonságoknak ezekkel való értelmezése idealista, machista módszerhez vezetett.

Ez a tény azt mutatta, hogy igen óvatosan kell használnunk az analógiákat. Bizonyos matematikai kifejezések feltűnő hasonlósága még nem jogosíthat fel messzemenő fizikai analógiák levonására. Így pl. a »rezonancia-elmélet« azon állítása, hogy a molekula annál stabilisabb, minél több rezonáns szerkezet között rezonál, azon matematikai tétel helytelen interpretációja, amely szerint a variációszámításnál annál mélyebbnek adódik az energia-minimum, minél több kiindulási függvényt használunk a lineár-kombináció képzésnél. Az értelmezés azért helytelen, mert azt a látszatot kelti, mintha valóban e fiktív struktúrák okoznák a molekula stabilizációját; a valóságban azonban ez nem így van.

A szemléletességre való törekvés önmagában helyes, de vigyáznunk kell arra, hogy helytelen következtetésekre ne vezessen. Egyik legfontosabb tanulság a kvantum-kémiai kutatás számára: ne beszéljünk kölcsönhatásról ott, ahol a valóságban ez nincs, csak közelítő módszer mutat erre bizonyos analógiákat. Példa a helytelen szóhasználatra az egyik kvantum-kémiai közelítő módszer elnevezése: konfigurációs kölcsönhatás módszere. A valóságban szó sincs arról, hogy a különböző konfigurációk egymással kölcsönhatásba lépnének, kizárólag az történik, hogy a molekula valódi hullámfüggvényét olyan függvények lineárkombinációjának alakjában keressük (*Ritz-féle variációs módszerrel*), amelyek mindegyike egy meghatározott konfigurációnak felel meg. Ha másféle közelítő módszerrel dolgozunk, akkor esetleg ezek a konfigurációk egyáltalában fel sem lépnek.

Ez utóbbi következtetés szoros kapcsolatban áll a vitából leszűrt másik tanulsággal: a kvantum-kémiai számítási módszerek közelítő eljárásokkal dolgoznak, igen gondosan meg kell néznünk azonban azt, hogy a használt fogalmak közül melyek azok, amelyek konkrét fizikai tartalommal rendelkeznek, és melyek azok, amelyek csakis a használt közelítő módszer speciális alakjából következnek. A helyes fogalmakkal szemben támasztandó követelményt a vitában *Szemencsenko* fogalmazta meg, *fizikai invariánssággal* jelölve azt. Eszerint a közelítő módszereinkben olyan fogalmakat kell használnunk, amelyek megtartják az értelmüket akkor is, ha az exakt függvényre térünk át.

Végül, de nem utolsó sorban, fontos következménye a vitának: új kvantum-kémiai módszerek kidolgozásának problémája. Ezzel kapcsolatban megállapítást nyert, hogy az új kvantum-kémiai módszerek kidolgozásánál jelentős mértékben fel kell használnunk kémiai gondolatokat. A továbbiakban ismertetendő új módszereknél világosan látható, hogy a lényeg nem mate-

matikai fogásokon, hanem új gondolatokon van (pl. ekvivalens pálya módszer) és a módszerek kidolgozásánál régebbi, kémiai kutatási módszerekkel megállapított törvényszerűségek voltak az irányadók (a kémiai kötések egyenértékűsége szimmetriával rendelkező vegyületeknél).

A Szovjetunióban lezajlott vita⁵ külföldön is igen nagy visszhangot keltett. *Coulson: Valence* c. könyvében, amely 1952-ben jelent meg, a vita számos megállapítását felhasználja. Így pl. a rezonáns struktúrák fiktiiv voltát (125. o.). A követendő módszer tekintetében ő is azt hangsúlyozza, hogy a kvantum-kémikus problémái nem alkalmazott matematikai problémák csupán (mint ahogy azt *Eyring*⁶ írta könyvének bevezetőjében), hanem igen jelentős szerepe kell hogy legyen a kémiai gondolatoknak. *R. Daudel*⁷ a használt kvantum-kémiai fogalmak revíziójának szükségességét fogadja el, igyekszik olyan fogalmakat adni, amelyek a fizikai invariánság követelményének megfelelnek (hivatkozik a moszkvai konferenciára). Mint ilyen irányban történt kezdeményezésre utal *Th. Berlin*⁸ cikkére, amelyben a használt közelítő módszertől függetlenül sikerült a molekulában kötési és kötést csökkentő zónákat megállapítani és ezzel a két-atomos molekulák kötési problémáját jelentősen előrevinni.

Új számítási módszerek

Az utolsó öt évben számos olyan dolgozat jelent meg, amely vagy teljesen új út követését jelenti, vagy pedig lényeges fejlődést jelent az eddig használt módszerek területén.

*Fok*⁹ azt a problémát veti fel, hogy helyese-e az eddig általánosan használt módszer, amely egy-elektronos függvények szorzatainak lineár-kombinációjával dolgozik (végső fokon ez közös jellemvonása mind az elektron-pár, mind pedig a molekula-pálya módszernek). *Fok* azt javasolja, hogy a telített kötésekben levő elektronok szoros kapcsolatának helyes leírására két-elektronos függvényeket kellene használni, az egy-elektronos függvényeket pedig csak a telítetlen elektronok számára fenntartani, amelyek között a kapcsolat sokkal lazább. Cikkében megadja az ily módon képzendő függvény alakját, és szimmetria tulajdonságait.

További fejlődést jelent a molekulákra vonatkozóan *Hartree—Fok*-egyenletek levezetése. *Lennard—Jones*¹⁰ a molekula-pálya módszer alapfeltevéseit vizsgálva, a molekula alap-állapotát egyetlen determináns alakú függvénnyel igyekezett megközelíteni. A determinánsban szereplő egy-elektronos függvények meghatározása az energia-minimum elvéből történik. A variációs elvre támaszkodva ugyanazt a módszert kell követni, mint az atomra vonatkozó *Hartree—Fok*¹¹-egyenletek levezetésénél, eredményül igen bonyolult kapcsolt integro-differenciálegyenleteket nyerünk. Ezek alapján két érdekes következmény adódik:

a) Ha a keresendő függvényeket atomi pályák lineár-kombinációjának alakjában kívánjuk meghatározni, a mátrix-egyenlet megoldása sokkal könnyebben végrehajtható, mint a differenciálegyenletek integrálása. A megoldás módszere itt is az iterációs módszer, mert a megoldandó mátrix-egyenlet elemei között szerepelnek az ismeretlen függvényekre vonatkozó integrálok. A módszer elvi kidolgozása *Rothaantól*¹² származik, néhány esetben már alkalmazták is egyszerűbb molekulák vizsgálatára (CO_2 , benzol).

b) A másik érdekes irány *Lennard—Jones*, *Pople* és *Halltól*¹³ származik. Ha a determináns elemei, az egyes φ_i -k ortogonális és normált sorozatot alkotnak, a belőle képezhető ú. n. sűrűség-determináns

$$\rho = \Phi^* \Phi$$

elemei invariánsok, ha az eredeti φ_i -ket ortogonális transzformációnak vetjük alá. A molekula szimmetria tulajdonságainak ismeretében lehetséges kiválasztani olyan transzformációt, hogy a nyert függvények sűrűségeloszlása teljesen azonos és egymástól csak térbeli orientációban különböznek, a molekula szimmetria operációi hatására egymás között permutálódnak. Ezeket a pályákat *ekvivalens pályáknak* nevezik. További vizsgálatuk azt mutatja, hogy ezek vagy belső héjaknak megfelelő pályák, vagy egyes kötéseknek, vagy magános elektron-pároknak felelnek meg. Számos, ezekre vonatkozó következtetés megegyezik régebbi kémiai úton nyert elképzeléssel, használatuk a kémiai fogalmakkal igen szoros kapcsolatot jelent. Az ekvivalens pályák nagymértékben lokalizáltak, alakjukat tekintve nagy analógiát mutatnak a *Mueller* és *Eyring*¹⁴ által bevezetett *semi-lokalizált* pályákkal. Érdekes következmény például, hogy az ekvivalens pályákra vonatkoztatva a coulombi és kicsesrelődési energia aránya egész más, mint az eddig vizsgált módszereknél, utóbbinak részesedése az összenergiában jelentős mértékben csökken.

A régi módszerek: elektron-pár és molekula-pálya módszer tekintetében szintén jelentős előrehaladást jelent az utolsó pár év. Megszűnik az idegenkedés attól, hogy kiszámítsák a szereplő integrálokat, ezek nagyrészt, a legsűrűbben használt atomi függvények esetére az utóbbi években kiszámították és tabellázták.

Az elektron-pár módszer tekintetében nyilvánvalóvá válik, hogy a kiindulásul használt függvények között nemcsak azokat kell használni, amelyeknél egy-egy atomnál egy elektron van (homopoláros függvények), hanem a molekulák szerkezetét csak akkor lehet helyesen értelmezni, ha a poláros függvényeket is figyelembe vesszük, amelyeknél egy-egy atomnál két elektron is lehetséges.¹⁵

A rövid ismertetésből is látható, hogy az utóbbi néhány év a kvantum-kémiában ismét erős fellendülést eredményezett. Igen nagy jelentőségű ezen a téren az a vita, amely a rezonancia-

elmélet» kritikájával foglalkozott és amelynek eredményei bebizonyították, hogy a tudomány fejlődése csakis a leghaladóbb világnézet, a dialektikus materializmus alapján lehet termékeny, míg ugyanakkor idealista irányzatok tévútra vezetnek, hátráltatják a tudomány fejlődését.

IRODALOM

1. W. Heitler, F. London: Zs. f. Physik 44 (1927) 455
2. H. M. James, A. S. Coolidge: J. Chem. Phys. 1 (1933) 825
3. Wheland: The Theory of Resonance
4. V. K. Szemencsenko: Felszólalás a moszkvai konferencián 1951.
5. A moszkvai konferencia anyaga: A kémiai szerkezet-elmélet állása a szerves kémiában. Sz. U. Akadémiai Kiadó 1952. Magyar fordítása az Akadémiai Kiadó kiadásában fog megjelenni.

6. Eyring, Walter, Kimball: Quantumchemistry 1944.
7. R. Daudel: C. R. 235 (1952) 886
8. Th. Berlin: J. Chem. Phys. 19 (1951) 208
9. V. A. Fok: Dokl. Ak. Nauk 73 (1950) 735
10. J. Lennard-Jones: Proc. Roy. Soc. A. 198 (1949) 1.
11. P. Gombás: Theorie und Lösungsmethoden des Mehrteilchenproblems der Wellenmechanik Basel (1950) 80, 218
12. C. C. J. Rothaan: Rev. Mod. Phys 23 1951, 69
13. J. Lennard-Jones: Proc. Roy. Soc. A. 198 (1949) 14
14. Ch. R. Mueller H. Eyring: J. Chem. Phys. 19 (1951) 1954
15. D. P. Craig: Proc. Roy. Soc. A. 200 (1950) 390

Pauncz Rezső

Szegedi Tudományegyetem Elméleti Fizikai Intézete

A bolygók keletkezése

(O. J. Smidt kozmogóniai elmélete)

(Első közlemény)

1.

O. J. Smidt szovjet akadémikusnak a bolygók keletkezésére vonatkozó, népszerű formában már magyar nyelven is nem egyszer ismertetett elmélete több szempontból különleges figyelmet érdemel. Világnézeti jelentősége, mint ahogy ezt a szovjet csillagászok és a rokon tudományok művelőinek a múlt év áprilisában Moszkvában tartott konferenciája is megállapította,* abban áll, hogy felszámolta azt az agnosztikus és pesszimista álláspontot, mely egyes nyugati tudósok munkássága következtében kezdett kialakulni és már a kozmogónia teljes csődjének veszélyével fenyegetett. Ez az elmélet emelte ki a kozmogóniát arról a holtpontról, melyre Jeans, Hoyle, Lyttleton és mások egyes esetekben bántó felületességgel és komolytalansággal felvetett hipotézisei juttatták. Smidt akadémikus elmélete az eddigi feltevésekkel összehasonlítva egészében teljesen eredeti és új utakon jár, bár elgondolásának egyes mozzanatai egymástól elszigetelten már más szerzőknél is megtalálhatók. Ami azonban a kozmogónia további fejlődése szempontjából a leglényegesebb, az a matematikai exaktságra és megbízhatóságra való fokozott törekvés és az elmélet következményeinek messzeható és részletekbe menő vizsgálata. Smidt és munkatársai nemcsak egy általános jellegű proposíciót tettek a Naprendszer keletkezéséről, hanem kollektív munkájuk eredményeképpen a bolygórendszer valamennyi, a megfigyelés által jól megállapítható strukturális jellemvonását megmagyarázták; már pedig egy kozmogóniai elmélet értéke és megbízhatósága éppen azon múlik, hogy

belőle kiindulva milyen mértékben lehet ezeket a jellegzetes tulajdonságokat értelmezni.

Természetesen egy olyan elmélettől, mely a bolygók keletkezését van hivatva megmagyarázni, azt is megkövetelhetjük, hogy a Föld belső szerkezetét annak kialakulási folyamatából vezesse le. Ennek megfelelően a planetáris kozmogóniára vonatkozólag rendelkezésünkre álló kritériumok egy része a geofizika, geokémia és geológia területére esik. Ezeket azonban itt nem tárgyaljuk és az elméletnek csupán a csillagászat oldaláról való bemutatását tűzzük feladatunk magunk elé.

A Smidt-elmélet *alapfogalmai* a következő:

A Nap körül valamikor meteorikus szilárd részecskékből és gázmolekulákból álló raj keringett, melynek teljes impulzusnyomatéka zérustól (lényegesen) különböző volt. Ez a raj rendelkezett azzal a képességgel, hogy részecskéi nagyobb testekké egyesüljenek; az így keletkezett kondenzációkból alakultak ki a mai bolygók és holdjaik.

Az eddig mondottakból következik, hogy ismeretetésünknek a következő négy kérdésre kell kiterjednie:

1. Hogyan jött létre a Nap körül keringő raj?
 2. Milyen kondenzációs mechanizmus idézte elő a raj részecskéinek ősbolygókká való tömörülését?
 3. A kondenzációs magokból hogyan alakulhattak ki a mai bolygók?
 4. Mindezek alapján milyen mértékben magyarázható meg a mai Naprendszer szerkezete?
- Foglalkozunk most sorra ezekkel a kérdésekkel.

2.

Csaknem valamennyi régebbi kozmogóniai elmélet abból a feltevésből indult ki, hogy a boly-

* Ld. erre vonatkozólag a Társadalmi Szemle 1952. januári számában megjelent ismertetést.

gók a Nappal együtt alakultak ki egy közös ős-ömegetől (pl. Laplace feltevése, vagy Feszenkov első elmélete), vagy pedig anyaguk a Naptól vált ki, akár a Nap fejlődésének belső törvényszerűségei folytán (pl. Feszenkov ú. n. rotációs elmélete), akár egy másik csillag közeli elhaladása következtében (Moulton és Chamberlin, illetve Jeans, vagy Jeffreys feltevései). Mind-ezen elméletek azonban — nem is szólva számos egyéb nehézség felmerüléséről — azzal a döntő ellenérvvel találják magukat szemben, hogy nem képesek megmagyarázni, miként tehettek szert a bolygók azokra a nagy impulzusnyomatékokra, amelyekkel a Nap körül való keringésük következtében rendelkeznek. A Naprendszer teljes impulzusnyomatékának 98%-a a bolygókra esik; ha az impulzusnyomaték ezen eloszlását szembeállítjuk a tömeg eloszlásával (a bolygók együttes tömege az egész Naprendszer tömegének csak egy hét-századrészét teszi ki), ahhoz a felismeréshez jutunk, hogy az impulzusnyomaték megmaradásának törvényével nem egyeztethetők össze azok az elméletek, melyek a bolygók és a Nap egyidejű kialakulásából indulnak ki. Nem képzelhető el ugyanis olyan mechanizmus, mely az ősanyagnak majdnem egész tömegét a központi égitestbe (a Napba), ugyanakkor pedig impulzusnyomatékának túlnyomó részét a kialakuló Naprendszer külső részeire (a bolygókba) konstruálta volna. Hasonló nehézségekkel találják magukat szemben azok az elméletek is, melyek a bolygóknak a már kialakult Naptól való kiválásából indulnak ki.

Az impulzusnyomatéknak a Naprendszeren belül mutatkozó anómális eloszlását V. G. Feszenkov és V. A. Krat azáltal igyekeztek Laplace feltevésével összehangba hozni, hogy a Napról kiinduló korpuszkuláris sugárzásra hivatkoztak. Ezzel összefüggésben feltételezték, hogy a Nap eredetileg sokkal nagyobb tömegű és méretű volt, azonkívül jelentősen gyorsabban forgott, mint jelenleg. Anyagának túlnyomó részét később a korpuszkuláris sugárzás, vagyis anyagi részecskék kilövelése, valamint kisebb részben a sugárzó energia kibocsátása folytán fokozatosan elvesztette. Természetesen a részecskék kidobása a felületről ment végbe, ahol a fajlagos (tömegegységre eső) impulzusnyomaték nagyobb, mint a belső tartományokban, ezért a Nap impulzusnyomatéka gyorsabban csökkent, mint tömege. A tömeg és az impulzusnyomaték változásának időbeli lefolyása néhány plauzibilis feltevés alapján kvantitatíve is meghatározható; ezek a számítások arra az eredményre vezetnek, hogy kb. négy-ötmilliárd évvel ezelőtt a Nap tömege kb. tízszerese, impulzusnyomatéka azonban több ezer-szerese volt a jelenleginek, tehát az impulzusnyomaték és a tömeg eloszlásában megnyilvánuló paradox ellentétesség ki van küszöbölve.

Smidt elismeri ugyan, hogy a korpuszkuláris sugárzás fontos szerepet tölt be a Naprendszer fejlődésében, azonban kétségbevonja, hogy ezen az úton kvantitatíve kielégítően meg lehessen magyarázni az impulzusnyomaték jelenlegi eloszlását a Naprendszerben, mivel Feszenkov elméletének posztulátumai csak durva közelítésben tekinthetők helyesnek és érvényességüknek a Nap fejlődésének azon korai korszakára való kiterjesztése, melyre Feszenkov számításai visszanyúlnak, semmiképpen sincs megalapozva.

Az impulzusnyomatékkal kapcsolatos nehézségek elkerülése céljából Smidt azzal a feltevessel

él, hogy a már készen kialakult Nap a bolygók anyagát kívülről szedte fel: valamelyik galaktikai gáz- és porködön keresztül haladva, annak anyaga egy részét magával ragadta (kaptálta). Ebben az esetben a bolygók nagy impulzusnyomatékának eredete nem problematikus, mivel a csillagok és a ködök a galaktikai rotációra szuperponált rendezetlen mozgásaik következtében egymásra, illetőleg a Galaktika tömegközéppontjára vonatkozólag óriási impulzusnyomatékokkal rendelkeznek. A kaptáció gondolata már századunk elején felmerült See elméletében, aki ellenálló közegben már készen kialakult égitestek kaptációját tételezte fel; ezen az alapon azonban a bolygók közelítőleg konplanáris és koncentrikus körpályái nem nyernek magyarázatot. Smidt éppen ezért szupponálta eredetileg nagy számú apró részecske kaptációját és ezeknek utólagos kondenzációját bolygónagyságú testekké, mert így a Naprendszernek ezek a szembeszökő jellemvonásai (mint később látni fogjuk) értelmezhetővé válnak, azonkívül így az ellenálló közeg jelenlétének nehezen megindokolható feltevésére sincs szükség.

A mondottak értelmében úgy tűnik, hogy a kaptáció gondolata az egész Smidt-féle elmélet kialakulásában centrális szerepet játszott és annak mintegy magvát alkotta. Ennek ellenére egyik újabb értekezésében Smidt hangsúlyozza, hogy elmélete teljes koncepciójának érvényessége szempontjából irreleváns, hogy kaptációs, vagy valamely egyéb folyamatnak tulajdonítjuk annak a Nap körül keringő rajnak a létrejöttét, melynek további fejlődése a bolygók keletkezéséhez vezetett; a lényeg egy ilyen, a fentebb vázolt tulajdonságokkal rendelkező raj egykori egzisztenciájának feltételezésében áll. Ehhez a megjegyzéshez Smidt mégis hozzáfűzi, hogy meggyőződése szerint a kaptáció feltételezése nélkül a Naprendszer lényeges vonásai kimerítően nem vezethetők le.

Amikor Smidt első kozmogóniai dolgozatai megjelentek, a kaptáció lehetőségének ténye nem volt még bebizonyítva. Két, a többiekétől izoláltnak tekinthető és egymást a Newton-féle törvény szerint vonzó test esetében nyilván nem következhetik be kaptáció (vagyis az eredetileg egymástól függetlenül mozgó, egymáshoz végtelenül nagy távolságból közeledő két test összeállása egy két tagból álló rendszerré), ha a testek egész mozgásuk folyamán anyagi pontokkal helyettesíthetők. (Ha a testek lineáris méretei a mozgás egész lefolyása alatt kicsinyek a köztük lévő távolságokhoz képest, akkor a köztük ható erők közelítőleg akkorák, mintha minden egyes test egész tömege a tömeg középpontjában volna összpontosítva; ez a közelítés különösen pontos akkor, ha a testek tömegeloszlása kevésbé tér el a gömbi szimmetriától.) Két anyagi pont relatív mozgásának pályája ugyanis mindig egy (nem változó) kúpszelet, tehát hiperbolikus relatív mozgás nem mehet át elliptikusba. Mint ismeretes, hiperbolikus relatív mozgás esetében az energia állandója pozitív, elliptikus mozgás esetében pedig

negatív. Hiperbolikus mozgás tehát csak akkor mehetne át elliptikus mozgásba, ha a relatív mozgás összes (kinetikus + potenciális) energiája egy megfelelően nagy értékkel csökkenne, ami természetesen nem lehetséges, hiszen az energia ezen értéke nem változhat meg a mozgás folyamán. Ha azonban a két vizsgált tömegponttal még egy harmadik is számottevő kölcsönhatásba lép, akkor a vizsgált két anyagi pont relatív mozgásának energiája már nem tartozik állandónak lenni, hiszen ebben az esetben az egész rendszer nem csak ebből a két tömegpontból áll. Ezért elképzelhető, hogy a harmadik test a szemügyre vett két tömegpont eredetileg hiperbolikus relatív mozgásának energiájából olyan sokat vesz át, hogy a relatív pálya hiperbolából ellipszissé megy át, vagyis kaptáció következhetik be.

A kaptációs folyamatok jelentőségét plauzibilissá, fizikai természetük lényegét pedig szemléletessé tehetjük a következő megfontolással. Tekintsünk egy P_1 és egy P_0 tömegpontot, melyek egymásra vonatkozólag hiperbolikus pályán mozognak és legnagyobb közelségük idején nagyon közel vannak egymáshoz; ha ezt a rendszert kibővítjük egy harmadik P_2 tömegponttal, melyről feltesszük, hogy sebessége P_1 és P_2 tömegpontokra vonatkozólag hiperbolikus, továbbá ez utóbbiak egymás mellett való közeli elhaladásának idején akkora távolságra van e két ponttól, mely nagy a két pont egymástól mért távolságához képest, akkor durva közelítésben P_1 a másik két pont Kepler-féle relatív mozgását nem fogja befolyásolni. P_2 -nek P_1 -hez viszonyított sebessége a P_1 -el való találkozás következtében jelentékenyen megváltozhat (iránya megváltozik a hiperbola pálya aszimptotái által bezárt szöggel), aminek következtében P_0 -hoz viszonyított sebessége is csökkenhet olyan nagy mértékben, hogy hiperbolikusból elliptikusba mehet át; ugyanakkor természetesen P_1 sebessége ellenkező irányban fog megváltozni, tehát P_0 -ra vonatkozólag hiperbolikus marad.

Ennek ellenére, mint Chazy 1929-ben bebizonyította, három anyagi pontból álló rendszer esetében sem következhetik be kaptáció, ha a rendszer energiaállandója negatív; egy 1932-ben megjelent dolgozatában pedig Chazy megkísérelte az eredményt tetszőleges energiaállandó esetére általánosítani, azonban erre vonatkozólag nem tudott szigorú bizonyítást adni. Mégis Chazy ezen dolgozata, nem különben az a körülmény, hogy az ú. n. korlátozott háromtest-problémára* vonatkozólag Zeipel, Hopf és Feszenkov kimutatták a kaptáció lehetetlenségét, jelentékenyen hozzájárult azon nézet elterjedéséhez, hogy kaptáció egy kettőnél több tömegpontból álló rendszer esetében sem lehetséges, minek következtében a további kozmogóniai vizsgálódások során kaptációs folyamatok bekövetkezésének lehetőségét általában teljesen figyelmen kívül hagyták.

Ezt a téves elképzelést O. J. Smidt cáfolta meg 1947-ben azáltal, hogy a háromtest-probléma

*A korlátozott háromtest-probléma legáltalánosabb megfogalmazásában azt a megszorítást tartalmazza, hogy a három test közül az egyiknek tömegét olyan kicsinynek tételezzük fel, hogy ennek a másik két testre kifejtett hatását el lehet hanyagolni.

differenciálegyenletrendszerében egy partikuláris megoldás kezdeti feltételeit sikerült úgy megválasztania, hogy a numerikus integráció segítségével egy elegendően hosszú időintervallumra meghatározott megoldás kaptációs folyamatot tartalmazott. Gyakorlati csillagászati szempontból természetesen elegendő a megoldás viselkedését egy ilyen véges szakaszon vizsgálni, hiszen a három égitestnek a Galaktika többi csillagaitól való elkülönítése, vagyis a háromtest-probléma premiszáiban megnyilvánuló absztrakció elveszti jogosultságát, amint az egyik test olyan mésszire távozott, hogy számottevő kölcsönhatásba lép egy negyedik testtel. A kaptáció exakt matematikai elmélete szempontjából azonban lényeges kérdés, hogy milyen viselkedést tanúsít a megoldás az egész végtelen $(-\infty < t < +\infty)$ időintervallumon; nem bomolhat-e fel a testeknek a vizsgált véges szakaszon bekövetkezett gravitációs egyesülése valamely későbbi időben és nem alkottak-e a vizsgált kaptációs folyamatban egy párra összeálló testek már korábban is egy összetartozó, a többi testektől gyakorlatilag izolált dinamikai rendszert? (Ez esetekben nyilván nem volna indokolt kaptációról beszélni.) Azt viszont, hogy a Smidt-féle példa valóban akkor is kaptációs folyamat realizációjának bizonyul, ha a megoldásnak a mindkét irányban végtelen időintervallumon (az egész időtengelyen) tanúsított viselkedését vizsgáljuk, G. F. Hilmi idevágó általános tételei alapján ki lehet mutatni.

Jelentse m_i a P_i tömegpont tömegét ($i = 1, 2, 3$), $r_{ij}(t)$ a P_i és P_j tömegpontok távolságát, $q(t)$ a P_2 pont távolságát a P_0 és P_1 pontok tömegközéppontjától, továbbá legyen

$$r(t) = \min \{r_{ij}\}, \quad s(t) = \min \left\{ \frac{d r_{ij}}{dt} \right\},$$

$$M = m_0 + m_1 + m_2, \quad \mu = \frac{(m_0 + m_1) m_2}{M},$$

$$M' = m_0 m_1 + m_1 m_2 + m_2 m_0, \quad M'' = \min \left\{ \frac{m_i m_j}{m_i + m_j} \right\},$$

$$M^* = \frac{M'}{M''}.$$

Akkor Hilmi említett tételei a következőképpen szólnak:

I. Ha az egymást a Newton-féle törvény szerint vonzó P_0, P_1 és P_2 tömegpontokra vonatkozólag a $t = 0$ kezdeti időpontban teljesülnek az

$$s(0) > 0, \quad s^2(0) > \frac{8 M^*}{r(0)}$$

feltételek, akkor

$$\lim_{t \rightarrow +\infty} q(t) = \infty,$$

vagyis a tömegek közül bármely kettőnek távolsága korlátlanul nő. (Ebben az esetben a rendszert Hilmi terminológiája szerint teljesen instabilisnak nevezzük.)

II. Ha a P_0, P_1 és P_2 tömegpontokból álló rendszer H energiaállandója pozitív és a $t = 0$ kezdeti időpontra

vonatkozólag meg lehet adni egy olyan R pozitív számot, hogy

$$\varrho(0) > 2R, \varrho'(0) > 0,$$

$$\frac{1}{2} \varrho(0) < r_{12}(0), \frac{1}{2} \varrho(0) < r_{02}(0),$$

$$\varrho^2(0) - \frac{8M}{\varrho(0)} > \frac{2}{\mu} H + \frac{2m_0 m_1}{\mu R},$$

akkor

$$\lim_{t \rightarrow +\infty} \varrho(t) = \infty,$$

míg

$$r_{01}(t) < R, \text{ ha } t > 0,$$

másszóval P_2 minden határon túl eltávolodik P_0 és P_1 tömegközéppontjától, e két tömegpont távolsága azonban R -nél kisebb marad; ha tehát a $t=0$ időpontig bekövetkezett a kaptáció P_0 és P_1 között, akkor az később sem fog felbomlani. (Ebben az esetben azt fogjuk mondani, hogy P_0 és P_1 stabilis részrendszert képeznek.)

Mindezen eredmények a $t \rightarrow -\infty$ esetre is átvihetők, mert dinamikai rendszerek megoldásai akkor is megoldások maradnak, ha bennük t helyett $-t$ -t írunk. Az I. tétel $s(0) > 0$ premisszájának helyére természetesen ebben az esetben az $s(0) < 0$ feltétel kerül.

A Smidt-féle példában már most három, az egy-
ségnek választott naptömeggel egyenlő tömegpont
planáris mozgása numerikus módszerekkel van meg-
határozva a $(-129.764 < t < +8000)$ intervallumon;

az idő egysége $\frac{1}{2\pi}$ év, a távolság egysége a csillagászati egység (a földpálya fél nagytengelye). A kezdeti adatokat sikerült úgy megválasztani, hogy a $t_1 = -129.764$ időpontban az összes relatív sebességek hiperbolikusaknak, ezzel szemben a $t_2 = +8000$ időpontban P_0 és P_1 egymásra vonatkozó sebességei elliptikusaknak, P_2 -nek P_0 -ra és P_1 -re vonatkozó sebességei pedig hiperbolikusaknak adódnak. A t_1 és t_2 időpontok között tehát bekövetkezett a P_0 és P_1 tömegpontok gravitációs egyesülése. Mivel a t_1 időpontra nézve teljesülnek az I. tételnek (a $t \rightarrow -\infty$ esetnek megfelelő) premisszái, a t_2 időpontra nézve pedig ki vannak elégítve a II. tétel premisszái, a szigorú értelemben vett, az egész időtengelyre vonatkozó kaptáció lehetősége be van bizonyítva.

Könnyen kimutatható, hogy egy rendszer nem lehet teljesen instabilis, ha $H < 0$ (ahol H a rendszer összenergiája); az ismert Lagrange—Jacobi-féle egyenlőségből ugyanis ekkor egyszerűen következik, hogy $\varrho(t) < \text{const}$, ha $-\infty < t < +\infty$ (az ilyen rendszert, melyben a tömegközponatok közti távolságok legkisebbje korlátos, Hilmi félig stabilisnek nevezi). Hasonlóképpen ugyancsak a Lagrange—Jacobi-egyenletből közvetlenül adódik Jacobi azon tétele, hogy ha $H > 0$, akkor a tömegpontok távolságai közül legalább az egyik minden határon túl nő, ha $t \rightarrow \pm\infty$ (vagyis a rendszer instabilis). Ennek alapján nyilvánvaló, hogy a $H > 0$ esetben nem következhetik be kaptáció, továbbá, hogy a $H < 0$ esetben sem jöhet létre olyan kaptáció, hogy mind a három tömegpont egy összetartozó rendszerre áll össze.

Abból a szempontból, vajjon a kaptáció bekövetkezésének van-e számottevő valószínűsége, meg kell vizsgálni a fázistér azon pontjainak halmazát, melyek kaptációhoz vezető mozgások kezdeti pontjai. Ebben a vonatkozásban nagy jelentősége van annak a körülménynek, hogy ez a halmaz pozitív mértékű. Ha a fázistér azon pontjainak halmazát tekintenénk, melyekben a három tömegpont közül bármelyik kettőnek relatív sebessége hiperbolikus, azonban a belőlük kiinduló megoldásgörbék valamely véges időköz folyamán olyan

pontokhoz vezetnek, melyekben két tömegpont viszonylagos sebessége elliptikus, akkor a Smidt-féle példában kiszámított megoldásív egzisztenciájából a differenciálegyenletrendszerek megoldásainak a kezdeti értékrendszertől való folytonos függésére vonatkozó általános tételek alapján közvetlenül belátható volna, hogy ez a halmaz nyílt, tehát nem lehet nullmértékű. Ha azonban a megoldásgörbe viselkedését az egész végtelen időtengely mentén tekintjük, ugyanezzel az egyszerű következtetéssel győződhetünk meg a kérdéses pont-halmaz pozitív mértékéről, csak figyelembe kell még venni az I. és a II. tételek premisszáinak analitikus természetét. A kaptáció tehát valóban olyan jelenség, mely kozmogóniai jelentőséggel bírhat.

Mindeddig csak a három tömegpontból álló rendszerekben végbemenő kaptáció lehetőségét vizsgáltuk. Nyilvánvaló azonban, hogy kaptáció, vagyis stabilis részrendszerek képződése abban az esetben is bekövetkezik, ha a rendszer háromnál több tömegpontból áll; a negyedik, ötödik, stb. tömegpont mozgásának kezdeti adatai ugyanis minden esetre úgy választhatók meg, hogy az első három test között feltételezett kaptációs folyamatot ezek a tömegpontok nem fogják megzavarni és a kialakult stabilis részrendszereket az őket ezektől elválasztó nagy távolságok következtében nem fogják felbontani.

A kaptáció kérdésével összefüggésben végül megemlíthetjük még, hogy a tisztán gravitációs kaptáción kívül Smidt munkatársai olyan folyamatokat is vizsgáltak, melyekben a gravitáción kívül egyéb, nem mechanikai természetű tényezők is szerepet játszanak. Így V. V. Radzijevszkij megvizsgálta a fénynyomás szerepét a kaptációs folyamatokban, T. A. Agekjan pedig kimutatta, hogy a Napnak egy kódön való áthaladása alkalmával a kód részecskéinek egy részét annak következtében is kaptálhatta, hogy a részecskék nagy része eredetileg hiperbolikus pályákon haladt el a Nap közelében, ahol a megnövekedett sűrűség folytán gyakran következtek be ütközések a részecskék között; az összeütköző részecskék kinetikus energájának egy része hővé alakult és ez elvezethette azon mechanikai energiafőléleg elvezetését, ami a kaptáció bekövetkezésének szükséges feltétele.

A kaptációs folyamatok természetesen egyéb, nem mechanikai tényezőktől is függhetnek; így pl. a kétségkívül jelentős, de még nem eléggé jól ismert galaktikai mágneses tér a kódok elektromosan töltött részecskéinek mozgását nyilvánvalóan szintén befolyásolja; egyelőre nem ismeretes még, vajjon ez a hatás előmozdítja-e a kaptációt, vagy hátráltatja azt.

3.

Még jelentősebb szerepük van a nem-mechanikai folyamatoknak a Nap által kaptált raj további fejlődésében, nevezetesen azon sűrűsödési göcök létrejöttében, melyekből később a bolygók kialakultak. Láttuk, hogy egy rendszer egyes tömegpontjai csak akkor egyesülhetnek stabilis

részrendszerre, ha relatív mozgásuk kinetikai energiájának egy része valamilyen módon elvezetődik. Ugyanennek kell bekövetkeznie akkor is, ha az anyagi részecskék egyetlen testté egyesülnek. Smidt eredetileg a mechanikai energia ezen elvezetését csupán annak tulajdonította, hogy (rugalmatlan) összeütközéseik alkalmával a részecskék relatív mozgásának kinetikai energiája hővé alakul át; eszerint ez a folyamat a kondenzációs góccok keletkezésében ugyanazt a szerepet tölti be, mint a kaptáció Agekjan-féle elméletében. Ezt a magyarázatot azonban csak abban az esetben tekinthetjük kielégítőnek, ha feltesszük, hogy a kaptált raj már eleve nagyobb méretű részecskéket is tartalmazott, mivel ebben az esetben a kicsiny részecskék pályái elég gyakran keresztezik a nagyobbakat, melyeknek fokozatos gyarapodása végül is a bolygók kialakulásához vezet. (Alább meg fogjuk mutatni, hogy ezen gyarapodás időbeli lefolyása kvantitatíve is tárgyalható és ilyen módon lehetővé válik a bolygók korának megbecsélése.) Tekintve, hogy nincs semilyen alapunk annak feltételezéséhez, hogy a Nap körül keringő rajban már közvetlenül a kaptáció bekövetkezése után is voltak nagyobb részecskék, melyeket a Nap már mint ilyeneket, kész állapotban ragadott volna magával (ilyen nagy részecskék jelenléte a galaktikai ködökben ugyanis nincs kimutatva), az elmélet fejlődésének korábbi fázisaiban kétség maradt fenn arra nézve, vajjon kondenzációs góccok és végül bolygók akkor is fognak-e keletkezni, ha a raj eredetileg kizárólag gázmolekulákból és porszemekből állt. A kozmogónia ezen alapvető kérdése csak Gurevics és Lebegyinszkij dolgozatainak megjelenése óta (1950) van teljesen tisztázva.

A kondenzáció folyamatát vázlatosan összefoglalva* a következőképpen írhatjuk le. A Nap körül keringő rajban a szilárd részecskék rendezetlen mozgásának kinetikus energiája a rugalmatlan ütközések alkalmával részben hővé alakult át és a sugárzással eltávozott a világűrbe. Ennek (valamint a részecskék egymásmelletti közeli elhaladásainak) következtében a részecskék sebességei közti iránykülönbségek átlagosan csökkenni fognak, úgyhogy ezek a sebességek egyre kevésbé fognak eltérni olyan irányoktól, melyek a Laplace-féle invariábilis síkba, vagyis az egész rendszer teljes (állandó és kiindulási feltevéseink szerint a zérustól lényegesen különböző) impulzusnyomatékára merőleges síkba esnek. A rendszer (raj) teljes energiájának csökkenése a teljes impulzusnyomaték egyidejű állandósága mellett tehát azt eredményezi, hogy az invariábilis síkra merőleges sebességkomponensek átlagban egyre kisebbek lesznek és a raj ellaposodik, amivel együttjár,

*A kaptációra, valamint a raj fejlődésére vonatkozó számításokat a »Matematikai Lapok« hasábjain, cikksorozatban ismerteti e beszámoló szerzőinek egyike. Itt a hangsúlyt a kérdés *fizikai* oldalának bemutatására helyeztük. A »Fizikai Szemle« és a »Matematikai Lapok« cikkei együtt teljes képet adnak az elméletről.

hogy a sűrűség és ennek folytán a további ütközések gyakorisága megnövekedik. A raj eszerint idővel a Szaturnusz gyűrűihez hasonló sík rendszerre fejlődnek, azonban a megnövekedett sűrűség kondenzációs góccok fellépését vonhatja maga után, mint azt Gurevics és Lebegyinszkij kimutatták.

E két szerző a kondenzációk keletkezésének feltételét úgy fogalmazza meg, hogy a sűrűség-ingadozások folytán előálló valamely kondenzációs góc akkor stabilis, ha szétbomlasztásához nagyobb munkát kell végezni, mint a gócot összetartó erők potenciális energiája, vagyis ha a góc által betöltött térrészben a részecskéknél a tömegegységre eső gravitációs potenciális energiája lényegesen nagyobb, pl. legalább kétszer akkora, mint (rendezett és rendezetlen) relatív mozgásaik tömegegységre eső kinetikus energiájának és a Nap által a gócba gyakorolt árapályerők potenciális energiájának összege. Ebből a feltételből, mely a raj kellő mérvű ellaposodása után a (forgási ellipszoid alakúnak tekintett) kondenzációs góc méreteinek alkalmasan választott értékei mellett mindenesetre teljesül, következtetni lehet a kondenzáció alakjára, maximális méreteire és tömegére, ha feltesszük, hogy az egykori raj tömegeloszlása nagyjában megegyezett a jelenlegi bolygórendszer tömegeloszlásával. Ezen az alapon a kondenzációs góccok alakja erősen lapultnak, tömege pedig a kisbolygókéval egyenlő nagyságrendűnek adódik. A nagybolygók ezen sűrűsödésekből további szekunder ütközési folyamatok következtében jöttek aztán létre. A raj fejlődésének és a bolygók kialakulásának kérdéseit egyébként G. F. Hilmi az előbbtől teljesen eltérő módon tárgyalta és ugyanezen eredményekre jutott; Hilmi levezetései azonban itt nem térhetünk ki.

Mint már említettük, a gyarapodási folyamat időbeli lefolyásáról is képet alkothatunk magunknak. Az elmélet ellenőrzése szempontjából igen jelentős körülmény az, hogy ilyen módon a geológiai adatoktól teljesen független becslést kapunk a Föld korára vonatkozólag; ez a kérdés a régebbi kozmogóniai elméletek számára szinte megközelíthetetlen volt. Rendelkezésünkre állt ugyan a Föld korának az urán-óra segítségével az ismert gondolatmenet útján nyert alsó határa, ez azonban csakis a szilárd kéreg korára vonatkozhatik. Felső korlátként a Nap kora jöhetett számításba, de ezt csak igen durván lehetett megbecsülni, mégpedig 6–10 milliárd évre. Így a régebbi elgondolások alapján a Föld korát csak a 2–10 milliárd éves, igen tág időközre lehetett szorítani. A Napból való kiszakadás elméletei alapján az egész Föld korának mindenesetre az aló korlátot jelentő adathoz kellett közelebb állnia, de ez a meggondolás természetesen nem kötelező a meteorit-elméletre.

Smidt a számítások egyszerűsítése céljából néhány posztulátumból indult ki.

Ezek a következők:

1. elhanyagolhatjuk a kialakulóban lévő Föld dinamikus hatását a közelebbi meteorokra;

2. a gyarapodás folyamatát úgy tekinthetjük, hogy annak során a Föld előbb-utóbb minden olyan meteorral ütközik és azt magában »építi«, amelyik mozgása folyamán az ekliptikát olyan pontokban (a csomópontokban) keresztezi, hogy a keresztezési pontoknak a Naptól mért d távolságára nézve $R_1 < d < R_2$. Az itt szereplő R_1 és R_2 annak a zónának a határait adja meg, amelyen belül mozgó meteorokból felépülnek tekinthetjük a Földet. A bolygótávolságok törvényének levezetésénél még visszatérünk ezekre az állandókra; itt elég azt megjegyeznünk, hogy $R_1 = 0.8$, illetve $R_2 = 1.3$ asztromómiai egységnek vehető (az asztromómiai egység, vagyis a Föld–Nap távolság = 150 millió km-el).

3. A csomópontoknak ezen gyűrűn belüli eloszlása szempontjából semmiféle kitüntetett terület nincs és ez a helyzet a meteorraj fokozatos kimerülése során is állandóan megmarad.

4. A meteorok keringésidőjét egymás között közelítőleg megegyezőnek tekinthetjük, ez a közepes időtartam a Föld keringésidőjével egyenlőnek vehető.

5. A meteorok és a Föld ütközései közül csak azokat az eseteket vesszük tekintetbe, melyeknél a meteor olyan időpontban haladna át a csomóponton (ha ebben az ütközés meg nem akadályozná), amikor a Föld középpontja a csomóponttól a Föld keringése következtében a momentán földrádiusz nál (r) kisebb távolságra lenne.

Mindezen feltételek kikötése után az alább következő elvileg egyszerű módon számítható ki a Föld korának közelítő értéke.

A körgyűrű területe $(R_2^2 - R_1^2) \pi$, a Föld ekliptikai metszetének területe $r^2 \pi$. Minthogy a körgyűrűn belül két csomópont van, annak a valószínűsége, hogy adott t időpontban egy meteorpálya valamelyik csomópontja a Föld középpontjától földrádiusz nál kisebb távolságra legyen $V_t = \frac{2r^2}{R_2^2 - R_1^2}$. Ha Q -val jelöljük a Föld kialaku-

lása szempontjából szobajövő meteorok összes tömegét, a Föld tömegét az adott t időpontban pedig $m(t)$ -vel, (így tehát a még fel nem használt tömeget $Q - m$ adja meg), az év hosszát pedig P -vel jelöljük, akkor a Földnek dt idő alatti tömegnövekedését a mondott időpontban a

$$dm = \frac{2r^2}{R_2^2 - R_1^2} (Q - m) \frac{dt}{P}$$

egyenlet szolgáltatja. A Föld közepes sűrűségét (ρ) a növekedés alatt állandónak tekinthetjük. Az $m = \frac{4\pi}{3} r^3 \rho$ összefüggés alapján az m -et r -rel kifejezve, továbbá alkalmazva az $m = Qz^3$ helyettesítést, a fenti differenciálegyenletet a következő alakra hozhatjuk:

$$dz = A (1 - z^3) dt,$$

ahol is

$$A = \frac{2}{3} \frac{1}{R_2^2 - R_1^2} \cdot \frac{1}{P} \left(\frac{4}{3} \pi \rho \right)^{-\frac{2}{3}} Q^{\frac{2}{3}} = \text{konstans}.$$

Ezt az egyenletet könnyen integrálhatjuk; tekintettel arra, hogy

$$\int \frac{dz}{1 - z^3} = \frac{1}{6} \log(z^3 + z + 1) - \frac{1}{3} \log(z - 1) + \frac{1}{\sqrt{3}} \operatorname{arctg} \frac{2z + 1}{\sqrt{3}} + C,$$

valamint arra, hogy a $t = 0$, illetve $t = \tau$ (itt a τ a Föld keresett korát jelenti!) időpontoknak megfelelő földtömegek m_0 , ill. m_τ , az integrálással — és némi átalakítással — a következő egyenletet nyerjük:

$$A\tau = \frac{1}{6} \log \frac{Q - m_\tau}{Q - m_0} - \frac{1}{2} \log \frac{Q^{1/3} - m_\tau^{1/3}}{Q^{1/3} - m_0^{1/3}} + \frac{1}{\sqrt{3}} \operatorname{arctg} \frac{2\left(\frac{m_\tau}{Q}\right)^{1/3} + 1}{\sqrt{3}} - \frac{1}{\sqrt{3}} \operatorname{arctg} \frac{2\left(\frac{m_0}{Q}\right)^{1/3} + 1}{\sqrt{3}}.$$

Meg kell most állapítanunk a Q értékét. Tekintsük evégből a *jelenlegi* helyzetet, vegyük a Földre ma *évente* lehulló meteorok tömegét (jelöljük ezt Δm -mel). Ez esetben $dt = P$ mellett

$$\Delta m = \frac{2r^2}{R_2^2 - R_1^2} (Q - m_\tau) = V_\tau (Q - m_\tau).$$

A Δm -re Smidt elfogadja Watson becslését (évenként 360 tonna meteorit lehullását), ezt és a többi számszerű adatot tekintetbe véve kapjuk

$$V_\tau = 3.6 \cdot 10^{-9} \text{ és } Q - m_\tau = \frac{\Delta m}{V_\tau} = 10^{17} \text{ g.}$$

(az m_τ értéke $6 \cdot 10^{27}$ g), illetve $Q = m_\tau \left(1 + \frac{\Delta m}{V_\tau m_\tau} \right)$.

Itt a zárójelben levő második tag igen kicsiny, 10^{-10} nagyságrendű, elhanyagolva tehát esetenként már első, esetenként csak magasabb hatványait, (a számítások egyszerűbbé tétele végett Smidt eljárása e szempontból nem egységes), elhanyagolva továbbá m_0 -t a Q mellett, kiindulási differenciálegyenletünk megoldása egyszerűsödik:

$$A\tau = -\frac{1}{3} \log \frac{\Delta m}{V_\tau m_\tau} + \frac{1}{2} \log 3 + \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{\tau}{6}.$$

A Q -t az m_τ -val jó közelítésben egyenlőnek véve, továbbá annak figyelembevételével, hogy $m_\tau^{1/3} \left(\frac{4}{3} \pi \rho \right)^{-1/3} = r_\tau^2$,

a számítás elején szereplő összefüggésből $A = 1.2 \cdot 10^{-9}$ adódik, a Föld keresett korára pedig az utolsó egyenletből $\tau = 7.6 \cdot 10^9$ év.

Tekintettel arra, hogy a felsorolt egyszerűsítő feltevések diszkussziója azt mutatja, hogy velük számolva a Föld korát inkább nagyobboknak kapjuk, leszögezhetjük: Smidt elmélete Földünk korára 6–7 milliárd évet ad meg, ami a más oldalról kapott adatokkal nagyságrendben jól megegyezik és az imént említett tág időintervallumba esik, tehát minden tekintetben elfogadható és az elmélet komoly támaszaként tekinthető.

4.

A bolygók fejlődésének következő (csillagászati szempontból utolsó) szakasza a Smidt-elmélet szerint természetesen az volt, amelynek során meteoroknak a bolygóméreteket elért felhalmozódásai átalakultak a mai bolygókká, tehát összefüggő, »folytonos«, gömbalakot megközelítő tömegekké, amelyek belsejében többé-kevésbé előrehaladott az egyes anyagoknak fajsúly szerinti differenciálódása. Nincs szándékunk itt erről a folyamatról, a rávonatkozó szerteágazó és eléggé különböző nézetekről részletesen beszámolni. Ez a problémakör képezi jelenleg talán legjobban diszkutált és bizonyos szempontból legkevésbé kialakult fejezetét az elméletnek.

A részleteket illetően magának Smidtnak az Akadémiai Kiadó által nemrég magyar nyelven is közzétett könyvecskéjére* utalhatunk. Ez a geofizikusok igényeit messzemenően szemelőtt tartó elődássorozat igen kimerítően foglalkozik a Föld fejlődésének ezzel a szakaszával. Most csak a főbb szempontokat szeretnénk a teljesség kedvéért megemlíteni.

Smidt elmélete szerint a bolygók és holdjaik kezdetben csak olyan hőmérsékletűek voltak, amilyent a napsugárzás intenzitása számukra biztosított. A későbbi fejlődés során melegedtek fel, először a radioaktív bomlásnál felszabaduló hő hatására, mely nem tudott a bolygóvá fejlődő meteorhalmazból olyan mértékben »megszökni«, mint egy magányos meteorból. A Föld és a többi bolygó eszerint soha sem volt olyan magas hőmérsékletű, mint azt például Laplace vagy Jeans elmélete megkövetelné, de belsejének egyes pontjai elérték olyan hőmérsékletet, amelyen az anyag viszkózan plasztikus állapotba került; ez a különben is folyó gravitációs differenciálódást meggyorsította, de nem olyan mértékben, hogy az akár napjainkig is befejeződött volna.

A teljes tárgyalás helyett néhány olyan szempontra szeretnénk e kérdéssel kapcsolatban a figyelmet felhívni, amelyek nálunk kevésbé ismertek és amelyek alkalmasak arra, hogy Smidt, első hallásra kétségtelenül meglepő és szokatlan pozícióját valószínűsítsék.

Felvetődik az a kérdés, elégséges-e a radioaktív bomlás hője ahhoz, hogy ilyen nagyarányú folyamat főmozgatója legyen. Úgy látszik, hogy a szovjet kutatók különböző becslései alapján erre igennel felelhetünk. E problémánál nagyon kell ügyelnünk, nehogy a jelenlegi állapot hamis visszavetítésével elhamarkodottan ítéljünk meg egy többmilliárd év előtti helyzetet. Egy érdekes numerikus adat jellemzésül szolgálhat: ma a kálium 40-es izotópjának bomlása szolgáltatja a Földön a radioaktív hő 11%-át, de kétmilliárd évvel ezelőtt csak ez a káliumizotóp annyi hőenergiát tett szabaddá, mint ma az összes radioaktív elem együttvéve!

A bolygók és holdjaik egykori magas hőmérséklete ellen viszont több érvet is fel lehet hozni, a csillagászat területén maradván. Egy idevágó elméleti megjegyzést még 1939-ben publikált L. Spitzer. Ez ugyan csak a Jeans-elméletre és a vele egytípusú elméletekre vonatkozik (egyúttal azoknak egyik igen figyelemreméltó cáfolatát is jelenti), de jellemzi a »kezdeti« igen magas hőmérséklettel kapcsolatos nehézségeket általában. Spitzer ebben a cikkében felhívta a figyelmet arra, hogy a Napból a dagályelmélet szerint kiváló hosszúságú, fonalszerű anyagcsomónak magas hőmérséklete miatt pozitív energiájúnak kellett lennie. Emiatt csak akkor nem disszipálódott volna, ha elegendő gyorsan energiát veszített volna. De Spitzer számításai szerint az energia-vesztesség a megkívántnál több, mint százszor lassabban történne és így a Napból kiszakított tömegek magas hőmérsékletük miatt semmiesetre sem sűrűsödhettek volna bolygókká.

* O. J. Smidt: Négy előadás a Föld keletkezésének elméletéről. Akadémiai Kiadó. Bp. 1952.

Nem érdektelen további adalékot jelent a Napból való esetleges kiszakadás, tehát a »forró Föld« kérdése tekintetében az egyes elemek (és izotópjaik) arányának összehasonlítása. Ha ugyanis elfogadjuk, hogy a napsugárzás energiaforrása* a $4H \rightarrow He$ reakciólánc, és pedig a C közvetítésével (az ú. n. szén-nitrogén ciklus), akkor az egyes reakciók termékeinek aránya dinamikus egyensúly esetén meg kell, hogy egyezzen a megfelelő reakciók közepes időtartamainak arányaival. A Nap belsejében uralkodó hőmérséklet- és sűrűségviszonyok, valamint a hidrogén relatív gyakoriságának ismeretében ez utóbbit megállapíthatjuk. Az ilyen módon kapott gyakoriságokat a földiekkel összevetve a következő eredményeket kapjuk (Gamow és Critchfield adatai szerint):

$$A \text{ Nap belsejében } C^{12} : C^{13} : N^{14} : N^{15} =$$

$$= 700 : 14 : 1100 : 6,10^{-3},$$

$$a \text{ Földön viszont } C^{12} : C^{13} : N^{14} : N^{15} =$$

$$= 700 : 5 : 230 : 1.$$

Az összehasonlítás inkább ellene szól annak, hogy a Föld anyaga valaha a Nap belsejének része lett volna. Mindenesetre számításba kell venni a nap-belseji viszonyok tekintetében fennálló némi bizonytalanságot. Újabban egyesek tényleg hajlanak arra a felfogásra, hogy a $4H \rightarrow He$ átalakulás főleg nem a szén-nitrogén cikluson át, hanem az ú. n. denteron-cikluson át történik. Figyelemreméltó azonban az a körülmény, hogy a Nap légkörében a mért gyakoriság is $C^{12} : N^{14} = 3 : 5$ (Kienle szerint). Mivel a Nap belső és külső részei között erős konvekciók okozta »átkeveredés« áll fenn, ez az adat az előbbi meg erősíti és így végeredményben (más hasonló természetű adatokkal együtt) ezek is alátámasztják a Smidt-elmélet alapfeltevését.

Egy egészen másirányú megfigyelési adat hasonló konklúzióra vezet a Naprendszer égitestjeinek kezdeti hőmérsékletét illetően. G. P. Kuiper 1944-ben azt az érdekes felfedezést tette, hogy a Szaturnusz legnagyobb holdja, a Titán körül a Szaturnuszéhoz hasonló összetételű légkör van. Ha a Titán valaha magas hőmérsékletű lett volna, akkor ez az atmoszféra csakis utólag, a felszín kihűlése után, az égitest belsejéből történő gázkiszivárgással lenne magyarázható. Csakhogy ez felettébb valószínűtlen, hiszen lehűlés közben a Titán testébe zárt gázok kiszabadulása csak állandóan nehezebbé válna. A Smidt-elmélet számára azonban a Titán légköre egyáltalában nem jelent problémát, hiszen a bolygók és holdjaik felmelegedése és ezzel kapcsolatban gázkiszivárgás megindulása éppen a fejlődés későbbi szakaszának jellemzője.

Ez a néhány példa illusztrálja azt, hogy milyen jelentősége van a Smidt-féle elméletnek ilyen látszólag apró részletkérdések tekintetében is, egyszersmind alkalmas arra is, hogy közelebb hozza, inkább plauzibilissé tegye a bolygók Smidt által feltételezett fejlődésmenetét.

Visszatérve a kérdés általános felvetésére, láthatjuk, hogy a Smidt-elmélet a geológusoktól és geofizikusoktól nem kevesebbet kíván meg, mint

* Ld. például Gombás: Bevezetés az atomelméletbe, 123—124. old.

a Föld úgynevezett csillagkorára vonatkozó régebbi elképzelések teljes feladását.*

De az elmélet jelentősége a Földre vonatkozó tudományok terén nem korlátozódik többmilliárd évvel ezelőtti folyamatokat érintő megállapításokra, következnek az elméletből nagyon is közvetlen vonatkozású, egészen újszerű megállapítások, például a hegyképző erők természetéről, a mélyfókuszú földrengések keletkezéséről vagy a kontinensek esetleges elmozdulásairól. Nem állíthatjuk persze, hogy a Smidt-elmélet recepciója a geológusok és geofizikusok körében már meg-

* Különben a »hideg Föld« elgondolás nem teljesen új, csak az a nagyszabású koncepció az, amelybe beágyazva ez a kérdés Smidtnél szerepel. Smidt maga is többször hivatkozik más tudósokra, így V. J. Vernadskij akadémikus véleményére, vagy a nemrég Santa Fé-ben tartott nemzetközi kongresszus megállapításaira. Hasonló véleményt nyilvánított a közelmúltban Urey is, »The Planets—Their Origin and Development« c. könyvében.

történt, vagy akárcsak nagyrészt megtörtént volna. A kérdés azonban fel van vetve és pusztá felvetése is a legnagyobb mértékben igazolja azt a szoros kapcsolatot, ami egyrészt a kozmogónia egyes problémái, másrészt a geológia és geofizika alapvető kérdései között van.**

Földes István és Herczeg Tibor
Magyar Tudományos Akadémia
Csillagvizsgáló Intézete

**Egyébként a Magyar Tudományos Akadémia III. osztálya által 1953. január 12-én rendezett anketén Szádeczky-Kardoss Elemér és Vadász Elemér akadémikusok, valamint Egyed László egyetemi docens hozzájárulásaiban hangsúlyozták: bár a kérdés vizsgálata még csak a kezdeteknél tart, annyi mindenesetre megállapítható, hogy lényeges, áthidalhatatlannak látszó nehézség a Smidt-elmélet geológiai, ill. geofizikai értelmezése tekintetében eddig nem merült fel. Ld. a hozzászólások szövegét az Osztály »Közleményei«-nek 1953. évi 3–4. számában.

A Tudományos Munkások Világszövetségének III. közgyűlése

A Tudományos Munkások Világszövetsége szeptember 12–14 között tartotta harmadik közgyűlését hazánk fővárosában. Nagy megtiszteltetés volt tudományos dolgozóink és minden magyar dolgozó számára, hogy az emberiség jólétéért, a békéért harcoló tudósok legjobbjait fővárosunkban üdvözölhettük. A Tudományos Munkások Világszövetsége 1946-ban, a Brit Tudományos Munkások Társulatának Londonban tartott konferenciáján alakult. A Világszövetség elnöki tisztségét F. Joliot-Curie professzor vállalta, és kezdettől fogva végzi a Szövetség munkájának elvi irányítását. 1952. óta a Szovjet Kulturális Munkások Szakszervezete és a magyar Műszaki és Természettudományi Egyesületek Szövetsége is tagja lett a TMV-nek. Jelenleg 14 tagszervezettől áll és tagjainak száma majdnem 140 ezer. A Világszövetség célját az alapokmány bevezetője az alábbiakban határozza meg: »Azoknak a tudományos szervezeteknek, amelyek magukévá tették a Tudományos Munkások Világszövetségének alapokmányát, elsőrendű céljuk az emberiség létfeltételeinek megjavítása, a tudomány fejlesztése és ennek gyakorlati fejlesztése útján. A tudományos dolgozók nem nézhetik tovább ölbetett kézzel a tudomány ártalmas felhasználását, amely nemcsak hogy erőpazarlással és felesleges szenvedéssel jár, hanem magának a tudománynak előrehaladását is késlelteti. A tudomány csak a béke és a nemzetközi együttműködés korszakában tudja teljességgel szolgálni az emberiség előrehaladásának ügyét, a tudományos dolgozókra éppen emiatt nagyobb felelősség hárul a nemzetek közötti szilárd kapcsolatok megörökítésében, mint e téren más állampolgároknak. Azok a férfiak és nők, akik a Tudományos Munkások Világszövetségébe tömörültek, tisztában vannak ezekkel a tényekkel és úgy vélik, hogy a kitűzött

célok elérésére a legjobb út a nemzetközi együttműködés és a szabad tapasztalatcsere régi hagyományainak ápolása, amelyek a múltban is a tudományos tevékenység jellegzetes vonásai közé tartoztak.« Ebből a szövegből semmit sem kell visszavonnunk és ma, 1953-ban, jobban mint valaha kötelességünk a kitűzött célok eléréséért munkálkodni — mondotta Joliot-Curie a budapesti közgyűlést megnyitó beszédében. A budapesti tanácskozás is a fenti célok érdekében történt és azok megvalósítását sokban elősegítette.

*

A közgyűlésre a legkiválóbb külföldi tudósok jöttek el hozzánk. Köztük számos fizikus, akik tudományos munkájukról, eredményeikről a METESZ által rendezett előadásokon számoltak be. Ez nagyban hozzájárult a különböző országok és hazánk tudományos dolgozói együttműködésének előmozdításához. Az alábbiakban röviden ismertetjük az elhangzott fizikai előadásokat.

Az első előadást J. D. Bernal professzor tartotta »Anyagok szerkezetének vizsgálata röntgensugárzással« címmel. — A röntgendiffrakciós eljárásoknak az anyagvizsgálatban való használhatósága már számos iparágban, különösképpen a fém- és textiliparban teljes mértékben beigazolódott. Kristályos anyagokon végzett diffrakciós vizsgálatok az anyagot alkotó egyedi kristályok belső szerkezetére és viszonylagos elrendeződésükre adnak felvilágosítást. Bernal professzor először a kristályporokon végzett kutatásokat ismertette. Ennek alapján sikerült különböző anyagok kimutatása. Nagy jelentősége van a kémiában, mert a módszer jól használható a legkisebb mennyiségű anyagminták analizálására is. Ezzel kapcsolatban ismertetett néhány idevonatkozó, ipari vonatkozású

kutatást, melyeket munkatársaival együtt végzett. Beszámolt arról, hogy bonyolult esetekben hogyan kombinált egyedi kristályokon végzett kutatásokat a kristályporon végzettel. Ezek a vizsgálatok jelentős mértékben hozzájárultak pl. a cement számos szerkezeti sajátosságának kiderítéséhez. Majd a röntgenanalízisnek texturák felderítésére való alkalmazását ismertette. Az előadás befejező részében Bernal professzor az általa alkalmazott kísérleti technikáról és berendezésekről beszélt. Több vetített képet mutatott be ezzel kapcsolatban. Befejező szavaiban kidomborította, hogy a röntgensugaras anyagvizsgálat alkalmazási területe a fémek szerkezetétől kezdve, az építőanyagok problémáin keresztül egészen az élelmszeriparig terjed és egyre nagyobb és nagyobb jelentőségűvé válik.

W. A. Wooster angol fizikus »Diffúz-röntgensugárszóródás és a kristályok fizikai tulajdonságai« címmel tartott előadást. — A röntgensugarak kristályokon való diffrakcióját 1912-ben fedezték fel és azóta egész 1939-ig a kutatások legnagyobb része azokkal az erős röntgensugár-visszaverődésekkel foglalkozott, amelyek a felvételeken mutatkozó jellegzetes foltokat eredményezik. 1923-ban már történtek arravonatkozóan elméleti vizsgálatok, hogy a kristályokban lévő atomok rezgései mennyiben perturbálják a diffrakció jelenségét. Erre a munkára mindaddig kevés figyelmet fordítottak, amíg — az elmúlt évtized elején — hozzá nem kezdtek olyan kísérleti vizsgálatokhoz, melyek a rendestől eltérő röntgensugár-visszaverődések sajátosságainak kiderítésére irányultak. Ezeknek során megállapítást nyert, hogy az eredeti elméleti vizsgálatok helyes eredményre vezettek, mely szerint a rendes Bragg-féle visszaverődési iránytól eltérő szóródásokat az atomok termikus rezgése okozza. További kísérleti munka kimutatta, hogy az atomok termikus rezgése nem az egyedüli oka a diffúz reflexiónak, hanem az atomok különböző szabálytalan elrendeződései is ugyanilyenfajta visszaverődést okoznak. A termikus rezgések megfigyelése útján jelenleg mérhetők a rugalmassági állandók és az atomrezgések frekvenciaeloszlása, bármely hőmérsékleten. Az atomok diszlokációinak vizsgálati módja alkalmazható olyan kivált fázisok vizsgálatára, mint amilyenek az öregedéssel keményedő ötvözetekben fordulnak elő, továbbá bizonyos atomelrendeződési problémákra és — legalább is egy esetben — a kémiai kötés természetének tanulmányozására. Wooster professzor előadása következő részében a diffúz visszaverődések néhány ilyen célú alkalmazását ismertette, számos vetített kép kíséretében. Néhány kísérleti eljárás ismertetése után előadása végén a gyémánt kémiai kötésével kapcsolatos kérdésekről beszélt. Utóbbi évek során kimutatták, hogy — bár a gyémántok eltérőek egymástól — többségük kétféle diffúz reflexió típusú képez. Számos kutató dolgozott ki elméletet a gyémánt által reciprok térrácsban előidézett csúcsgellegű diffúz reflexiók magyarázatára, de ezek

egyike sem kielégítő. Wooster professzor saját elméletét ismertette, amely szerint még hipotetikusnak tekinthető. Az elmélet két fő feltételezése a következő: a) Maga a teljes kristály úgynevezett »domain«-ekből áll, amelyeken belül a csúcsok egy bizonyos iránnyal párhuzamosan rendeződnek el. b) Nem mindegyik szénatom rendelkezik négy olyan kötéssel, amelynek röntgensugárszóró képessége pontosan egyenértékű. Ebben áll lényegében az újszerű feltételezés. (Az előadást sok hozzászólás követte.)

Grillot francia fizikus »Kristályos anyagok lumineszkálása, ezen anyagok előállítása. Cinkszulfid lumineszkáló centrumainak természete« címmel tartott előadást. Előadásában a fotolumineszcencia fontos kérdésével foglalkozott.

Az Országos Béketanács »Kopernikusz-émlék-ünnepélyt« rendezett, amelynek keretében L. Infeld világhírű, varsói elméleti fizikus tartott előadást »Kopernikusz hatása a gravitáció elméletének fejlődésére« címmel. Mivel a Fizikai Szemle az előadást teljes terjedelmében közölni fogja, ennek ismertetésére itt nem térünk ki.

*

A Tudományos Munkások Világszövetségének budapesti közgyűlése a Városi Színházban tartott értelmiségi nagygyűléssel zárult, amelyen Joliot-Curie, Bernal és Oparin professzorok tartottak előadást.

Joliot-Curie, a kiváló francia atomfizikus, a mesterséges radioaktivitás felfedezője, a tudományos kutatóknak a nyugati országokban elfoglalt helyzetét ismertette. Elmondotta, hogy hazájában Franciaországban, a kellő megbecsülés és hivatalos támogatás hiánya gyakran hátráltatja a kutatók munkáját. Oparin szovjet biológus, aki úttörő munkát végzett az élet keletkezése problémájának kutatásában, a Szovjetunió tudósainak helyzetével foglalkozott. Beszámolt arról, hogy az állam minden erkölcsi és anyagi támogatást megad a szovjet tudósoknak. Beszédében állást foglalt azok ellen a tudósok ellen, akik a biológiai hadviselés előkészítésével elárulják a tudomány ügyét. Bernal angol biofizikus, aki az élő és élettelen anyag szerkezetének vizsgálatával szerzett magának hírnevet, beszámolójában a TMV közgyűlésének munkáját ismertette. A közgyűlés elhatározta, hogy a TMV tagjai minden országban népszerű előadások formájában ismertetni fogják a Világszövetség célkitűzéseit. A Világszövetség minden erejével azon lesz, hogy megerősítse a különböző országok tudósainak kapcsolatát. A nagygyűlést Rusznyák István, a Magyar Tudományos Akadémia elnöke zárta be.

Beszédének egy részében Frederik Joliot-Curie, a francia atommáglya megalkotója a fizikusokat különösen érdeklő problémáról, az atomenergia és napenergia felhasználási lehetőségeiről beszélt, ezért beszédének ezt a szakaszát részletesebben ismertetjük.

Joliot-Curie többek közt az alábbiakat mondomta: »Az energia felhasználásában új korszak

kezdődött akkor, amikor az ember megismerte az atommagban eddig felhasználatlan energiákat és azzal, hogy felismertük azokat az energiákat, amelyeket a Nap sugárzása bocsát a Földre. A tudósok már csináltak olyan reaktorokat, amelyek az uránium-atommag energiáját használják fel és folynak a kísérletek a napenergia felhasználása terén is. Az atomenergia felhasználásának módját már ismerjük és előre látható, hogy rövid időn belül még nagyobb, még fontosabb felhasználási eljárásokra is sor kerülhet, melyek még csodálatosabb módon hajtanak hasznát az embernek. Emlékeztetett arra, hogy egy kilogramm urániumban felhalmozott energia felhasználva egyenlő 3000 tonna szénnel. Ez fényesen mutatja, hogy milyen óriási energiát rejt magában az atomenergia. A napenergiával kapcsolatban a következőket mondta: »Ha az emberek arra törekszenek, hogy megnöveljék a rendelkezésre álló földterület hozamát, akkor olyan új területek nyerhetők ezáltal, melyeket más módon használhatunk fel: olyan növényeket

termelhetünk, amelyek nem fogyasztási célokat szolgálnak, hanem bizonyos kémiai reakciók révén ipari célokra használhatóak fel. E növények a Nap sugárzása útján, a levegőben lévő szén-dioxid felhasználásával és más kémiai utakon olyan energiákat szabadítanak fel, melyeket különben nem nyerhettünk volna. Ime így lehet felhasználni a napsugárzást. A Föld felületének egy része ily módon bányává válik, mégpedig kimeríthetetlen bányává. Ez új szellemi állapotot idéz elő azok körében, akik a földet művelik. Nagy tapssal fogadott beszédét Joliot-Curie professzor az alábbiakkal fejezte be: »Biztos vagyok abban, hogy valamennyiünk közös cselekedetei révén nemcsak a világ minden országában előmozdíthatjuk a tudomány egyetemes fejlődését. Ha megvan hozzá az erőnk, hogy elérjük ezt a célt, ez azért van, mert szeretjük a tudományt és minden tudásunkkal, tudományunkkal hozzá akarunk járulni egy olyan világ felépítéséhez, amelyben jó élni.«

N. K.

„Magyar Fizikai Folyóirat“

A Magyar Tudományos Akadémia még a folyó év decemberében új lapot indít »Magyar Fizikai Folyóirat« címmel, amely hazai kutatók eredményeit magyar nyelven, minél szélesebb olvasóközönséggel kívánja megismertetni. Az új folyóirat elsősorban kutató fizikusoknak szól. Részben a nemzetközi publicitású Acta Physicában és más idegennyelvű, akár külföldi folyóiratokban közölt dolgozatok fognak benne megjelenni, részben pedig olyan kutatási eredmények, amelyek hazai viszonylatban számottevőek, de külföldön való megismertetést nem igényelnek. Vonatkozik ez a szempont elméleti kérdésekre és kísérleti, sőt technikai kérdésekre egyaránt. A folyóirat szerkesztősége az egészen önálló kutatási eredmények mellett bőséges helyet kíván adni olyan laboratóriumi eljárások és technikai megoldások leírásának, amelyek elve ugyan a nemzetközi irodalomban talán ismeretes, de megvalósítása hazai viszonylatban fontos probléma új megoldását jelenti.

A lap szerkesztősége fiatal kutatók nevelése érde-

kében fontos didaktikai szempontokat tűzött ki maga elé, így az egyes dolgozatok bevezető részében a tárgyalandó tárgykör előzményeit és a rá vonatkozó általánosan elfogadott nézeteket a szerzők a szokásosnál részletesebben ki fogják fejteni. Érdekes rovatban egy-egy fontos fizikai gondolat fejlődését fogja a lap immár klasszikussá vált cikkek közlésével ismertetni, e cikkekhez szükség szerint megfelelő kommentárok csatlakoznak. Hogy a fizikus világ időszerű problémáiról minél hivatottabb szerző tollából értesüljön az olvasó, egy-egy időszerű külföldi cikk is fog a lapban megjelenni hiteles fordításban a szükséghez képest esetleg kommentárral.

A Magyar Fizikai Folyóirat munkatársaiként várja mindazokat a fizikusokat, akiknek megismerésre méltó kutatási eredményeik vannak és olvasóként mindazokat, akik a hazai fizika mai állásáról hű képet kívánnak kapni.

A folyóirat kéthavonta jelenik meg. Főszerkesztője: Jánossy Lajos akadémikus.

Váltófeszültség vizsgálata porfigurákkal

A váltófeszültség vizsgálata keményített tartalmazó káliumjodidos oldattal a gimnázium IV. osztályos tankönyvéből jól ismert. Hasonló kísérleteket végezhetünk a következő egyszerű összeállítással.

Kb. $10 \times 30 \text{ cm}^2$ nagyságú fémlemezre szórunk vékony, egyenletes rétegben likopodiumport és néhány $\text{M}\Omega$ -os ellenálláson át kössük a lemezt a hálózati váltófeszültség nem földelt sarkához. Ha most száraz ujjal végigsimítjuk a lemezt, az 1. ábrán látható kép¹ alakul ki. A likopodiumpor



1. ábra

állandó sebességgel történő simítás esetén egymástól egyenlő távolságban lévő helyekről eltűnik (lásd az ábrán a sötét csíkokat). E helyek egymástól való távolsága a mozgás sebességével nő. Az 1 másodperc alatt létrejött sötét csíkok száma a váltófeszültség frekvenciájával megegyező; 50 frekvencia esetén tehát 1 mp alatt 50 sötét és 50 világos csík jön létre.

A jelenséget úgy magyarázhatjuk, hogy a likopodiumpor az érintés következtében pozitív elektromos töltést nyer, miként az üvegrúd, ha papírral érintjük. Amikor a fémlemez negatív potenciálra van, akkor a pozitív töltésű port visszatarthatja, amikor pedig pozitív potenciálra van, akkor a port ujjunk továbbsodorja, és akkor rakja le, amikor a lemez újból negatív potenciálra töltődik. Ismerve a mozgás sebességét, a váltófeszültség frekvenciája meghatározható. — A mondottakból világos, hogy a csíkok akkor is kialakulnak, ha vékonyan lakkozott vagy pácolt fémlemezzel dolgozunk, vagy a lemezre vékony sima papírt helyezünk, és ujjunkat a papíron húzzuk végig. A jó szemléltethetőség kedvéért célszerű sötét alapot² használni. Epi-vetítésben a csíkok távolról is jól láthatók.

Végezzük el a kísérletet likopodiumpor helyett kén és minium por keverékével is. Az érintkezés

¹ Pozitív fényképfelvétel. A simítás balról jobb felé történik.

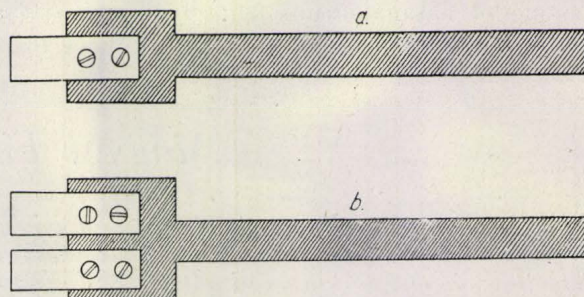
² Sötét ibolyára színezhetjük a sárgarezetet, ha kb. 60°C -ra hevítve antimonklorür ruhával végigdörzsöljük. Az antimonklorür sósavban oldjuk. Ha a bevonat egyenlőtlen, dörzsöljük végig a lemezt kopott csiszolóvászonnal és színezzük megegyezően. Az első ábrával kapcsolatban így módon színezett sárgarézetlemez használtunk.

következtében a sárga kénpor negatív, a vörös miniumpor pedig pozitív elektromos lesz. Ez esetben sárga és vörös csíkok váltogatják egymást. A csíkok akkor is kialakulnak, ha nem kötjük össze a fémlemez a hálózattal, hanem a drót szabad végét az asztalon hevertetjük. A szórt elektromos tér is elegendő a jelenség létrehozásához.

Szebb és jól kiértékelhető csíkozást kapunk, ha ujjunk helyett leföldelt fémlemezkét húzunk végig a beporozott fémlapon. Ha a lemezke 1 cm hosszúságú él mentén érintkezik a fémlappal, akkor 1 cm széles csíkokat kapunk.¹

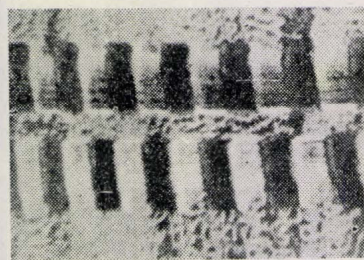
További tanulságos kísérletek:

a) Erősítsünk közös szigetelőnyélre 2 fémlemezkét (»kettős érintkező«, 2/b ábra) és kössük



2. ábra

ezeket 1–2 $\text{M}\Omega$ -os ellenállásokon keresztül egy transzformátor sarkaihoz. A transzformátor középleágazását pedig a likopodiumporos fémlaphoz kapcsoljuk. A két lemezke két csíksort hoz létre, amelyeket a 3. ábra tüntet fel. A transzformátor

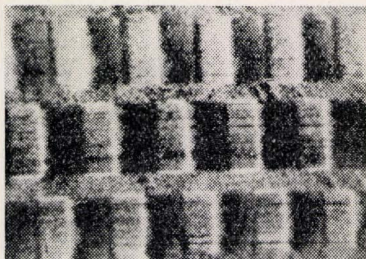


3. ábra

pólusain fellépő feszültségváltozások között 180° -os fáziseltolódás lévén, a két csíksor egymáshoz képest eltolódott: amikor az egyik soron porlerakódás következett be, ugyanakkor a másikon hiány van.

b) Hármásérintkező segítségével bemutatjuk a háromfázisú hálózat 120° -os fáziseltolódásait. Az érintkezőket több $\text{M}\Omega$ -os ellenálláson át kapcsoljuk a háromfázis sarkaihoz, a fémlemez pedig a földvezetékkel kötjük össze.

¹ A fémlemezkét szigetelő nyélre erősítve (2/a ábra) a későbbiekben is felhasználjuk és »egyszeres érintkező«-nek nevezzük.



4. ábra

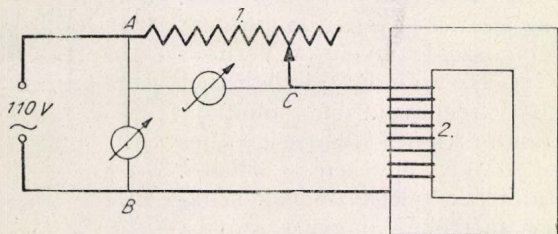
A létrejött csíksorokat a 4. ábrában mutatjuk be.

c) A berendezéssel demonstrálhatjuk az elektroncsöves rezgéskeltővel előállított különböző frekvenciájú váltófeszültségeket is. Ilyenkor egyszerű érintkezőt használunk és ezt a beporozott fémlemezrel együtt az elektroncső anódkörébe iktatott transzformátor szekunderjének pólusaihoz csatlakoztatjuk. Az ilyen berendezéssel frekvencia-mérést végezhetünk.

d) Hangmagasság meghatározására is felhasználhatjuk készülékünket, ha pl. a hanghullámokat mikrofona engedve a mikrofonaáramot felerősítjük. Az érintkezőt és a fémlemezrel az erősítő berendezés végcsövének anódkörébe iktatott transzformátor szekunderjének pólusaihoz kapcsoljuk. Ha egy pick-up-ös gramofonkészülék erősítő berendezéséhez kapcsoljuk a fenti módon az érintkezőt a fémlemezrel, akkor a hangosfilm felvételekről ismert »csíkos hangképet« kapjuk. — A c) és d) pontokban leírt méréseknél célszerű beporozott forgó fémkorongot használni, amelynek fordulatszámát meghatározzuk.

A fentebb leírt kísérletek elvégzésére Bergmann dolgozata (Zeitsch. f. Phys. 129. 1951) hívta fel figyelmünket. A leírt kísérletsorozatot az alábbiakban újjal egészítjük ki.

e) Sok problémát okoz oktatásunkban a feszültség és áramerősség közötti fáziseltolódás bemutatása. Az alábbiakban néhány összeállítást ismertetünk, melyek segítségével a fáziseltolódás különböző eseteit egyszerűen demonstrálhatjuk. Állítsuk össze az 5. ábrán vázolt berendezést:



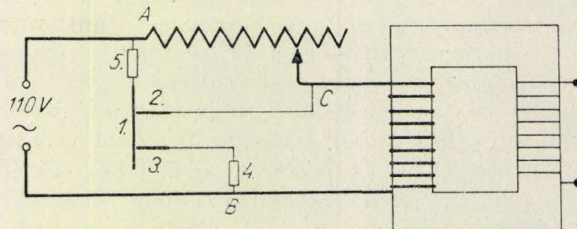
5. ábra

1. változtatható ellenállás, 0—1000 Ω ,

2. kb. 1200 menetes tekercs, zárt vasmaggal.

A zárt vasmagú tekercs nagy önindukciós együtthatója miatt az áramerősség a feszültséghez képest késik. Két nagy ellenállású műszerrel mérhetünk feszültséget és áramerősséget úgy, hogy az egyiket az A és B a másikat az A és C pontok-

hoz kapcsoljuk. Az A és B pontokhoz kapcsolt műszer a feszültségmérő, az A és C pontokhoz kapcsolt műszer pedig a vele párhuzamosan kötött ellenállással együtt az áramerősségmérő műszer szerepét tölti be. Használjuk most kísérletünkben »mérőműszerként« a 2. ábrában bemutatott kettős érintkezőt a likopodiumporos fémlemezrel. Az érintkezők és a fémlemez bekapcsolását a 6. ábrán tüntetjük fel:



6. ábra

1. likopodiumporos fémlemez,

2. az áramerősség változását jelző érintkező,

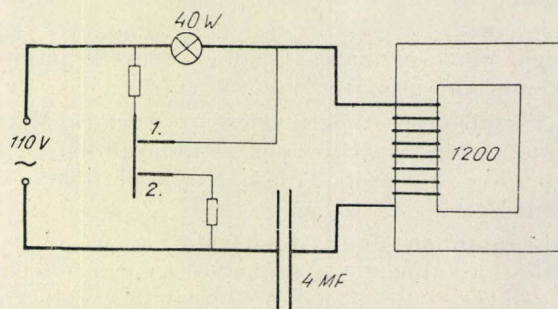
3. a feszültség változását jelző érintkező,

4. és 5. 1—2 M Ω -os ellenállások a rövidzár elkerülése végett.

A 2. érintkező által létrehozott csíksor elmarad a 3. érintkező által kialakított csíksorhoz képest, ami azt jelenti, hogy az áramerősség késik a feszültséghez képest. Helyes, ha a kísérletet vasmagnélküli tekercssel kezdjük, amelynek önindukciós együtthatója gyakorlatilag 0. Ilyenkor a két csíksor között fáziseltolódás nem észlelhető. A fáziseltolódást a záró vasmag eltolásával, vagy az ellenállás változtatásával növelhetjük, csökkenthetjük.

Hasonló módon mutathatjuk ki a feszültség késését az áramerősséghez képest, ha az önindukciós tekercs helyébe 4—16 MF-os blokk-kondenzátort helyezünk. A berendezés mindkét esetben a fáziseltolódás *kvantitatív* meghatározására is alkalmas.

f) Igen tanulságos kísérleteket végezhetünk a 7. ábrában vázolt összeállítással is. Míg fentebb



7. ábra

külön-külön vizsgáltuk az önindukció és kapacitás szerepét váltóáramú körben, most a fáziseltolódási viszonyokat mindkettő jelenlétében vizsgáljuk. Az 1. érintkező az áramerősség fázisviszonyait

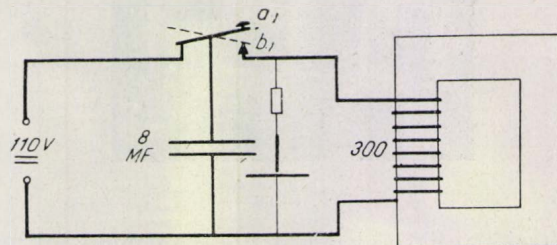
a 2. pedig a feszültség fázisát regisztrálja. A berendezéssel kimutatható, hogy az önindukció, illetőleg kapacitás változtatásával elérhető az az állapot, amikor az áramerősség és feszültség között fáziseltolódás nincs. Bemutatható ekkor, hogy az áramkör rezonanciában van és az áramkörbe kapcsolt izzólámpa ebben az esetben világít a legerősebben.

g) A porfigurák segítségével jól demonstrálhatjuk a transzformátor fázisviszonyait is. Ezzel kapcsolatban csupán egy példát említünk meg.

Üresjárású transzformátor esetében a primer körben az áramerősség és feszültség között csaknem 90° -os fáziseltolódás van (üresjárású transzformátor a hálózattól gyakorlatilag nem vesz fel teljesítményt). A kapcsolást a 6. ábra szerint készítjük el, jelen esetben azonban szekunder tekercset is alkalmazva¹. A 2. érintkező az áramerősség, a 3. érintkező pedig a feszültség fázisviszonyait regisztrálja. Ha a transzformátort terheljük, a fáziseltolódás a primer körben csökken, erősen terhelt transzformátor esetében a fáziseltolódás gyakorlatilag megszűnik.

h) Csillapított elektromos rezgések kimutatására is felhasználhatók a porfigurák. Az össze-

állítást a 8. ábrán láthatjuk. Egyszeres érintkezőt használunk, amelyet a beporozott fémlappal együtt párhuzamosan kötünk a kondenzátorral.



8. ábra

Ha a Morse-érintkező az *a* helyzetben van, a kondenzátor töltődik, ha pedig a *b* helyzetben van, akkor végbemegy a kisülés. A lejátszódó csillapodó rezgéseket fokozatosan elhalványodó csík-sor jelzi.

Néhány kísérletet soroltunk fel csupán, amelyek a porfigurák felhasználásával egyszerűen elvégezhetők. Nem törekedtünk teljességre, csupán fel akartuk hívni a figyelmet egy eljárásra, amely véleményünk szerint az oktatás bármelyik fokán értékesíthető.

dr. Tarján Imre és Voszka Rudolf
Orvosi Fizikai Intézet

A szabadesés és rezgőmozgás kísérleti tanulmányozása

A szabadesés és rezgőmozgás tanítása mindig gondot okoz a középiskolai tanárnak. A gondot a rövid időközök mérése jelenti, pedig enélkül a két mozgás finomabb részletei nem ismerhetők fel és a tanulók nem is tanulmányozhatják. A régebbi kísérletek közül a szokásos ejtőgépek didaktikai szempontból nem kielégítőek és emiatt a *g* meghatározására szolgáló eljárásoknál kísérletileg nem kellő megalapozás után, mintegy előre kellett bocsátanunk, hogy a mozgás egyenletesen gyorsul. A rezgőmozgásnál pedig a mozgás részleteinek vizsgálata csak az egyenletes körmozgással kapcsolatos analógia révén pusztán matematikai úton történik.

A szabadesés megfigyelésénél Vermes Miklós az időmérésre a váltóáram periódusait használja és az időjeleket szabadon eső fényképező lemezen rögzíti.¹

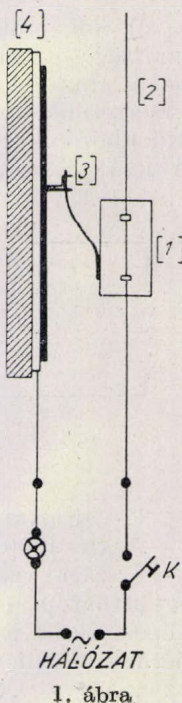
Legújabban Jan Groeneveld az ú. n. porábrákat alkalmazta a szabadesés úttörvényének vizsgálatára.² Ennél a módszernél is a váltakozó

áramot használjuk időmérésre, azonban a mozgás finomabb részleteinek megfigyelése csak nehézkesen oldható meg.

1.

Az itt közölt kísérletnél is a váltakozó áramot használjuk időmérésre, azonban az időjelek rögzítése káliumjodidos keményítő-oldat ismert elektrokémiai színváltozásának segítségével történik. Ez az eljárás egyesíti az említett két módszer előnyeit (a Vermes-féle módszer finom részletezését és a Groeneveld-féle módszer azonnali kiértékelhetőségét) és emellett kényelmesen kezelhető. Az időjelek keletkezésének szükséges mértékű magyarázatát a tanulóknak megadjuk.

A módszer megvalósításához tervezett és házilag készített készülékben (1. ábra) a szabadon eső, kb. 2 kg tömegű, súlyos test (ólommal kiöntött vascső vagy tömör vashenger) (1) vezető drótok (2) mentén mintegy 30 cm hosszú útszakaszon esik. Esése

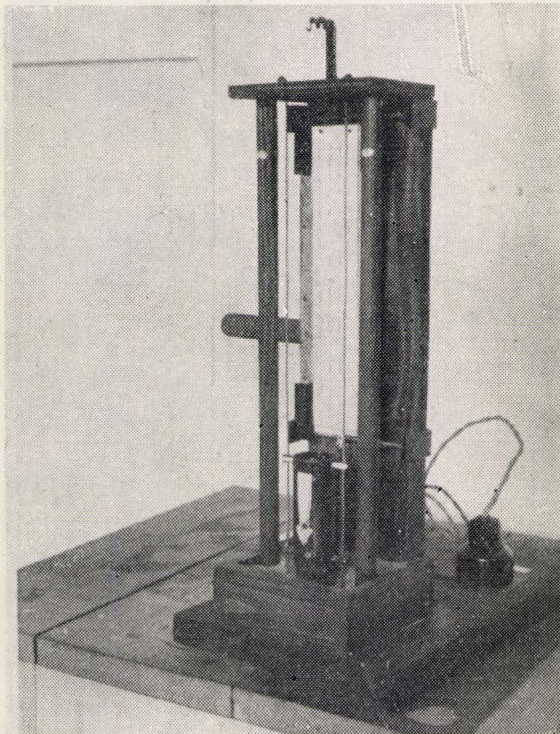


1. ábra

¹ Vermes Miklós: Kísérlet a szabadesés úttörvényének megfigyelésére. Fizikai Szemle I. évfolyam, 1. szám. (1950) 21. old.

² Jan Groeneveld: Zur Messung und Registrierung kurzer Zeitintervalle. Zeitschrift für Physik. Bd. 134. (1953) 645—647. old.

közben csúszó érintkezője (3) súrolja a deszkalapra szögelt ónozott bádoglemezre tapadó, néhány pillanatig káliumjodidos keményítőoldatba mártott, 5×30 cm méretű írópapírból kivágott mérőlapot (4). Az áramkör kapcsolási rajza az ábra szerinti. A vezetődrót végén homokkal töltött láda van az eső test felfogására (2. ábra).

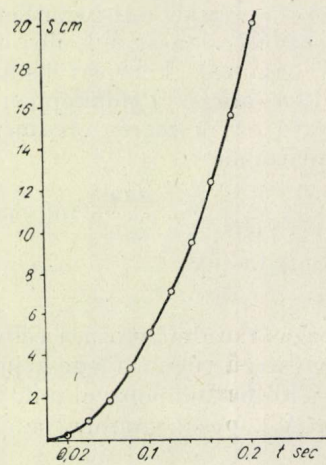


2. ábra

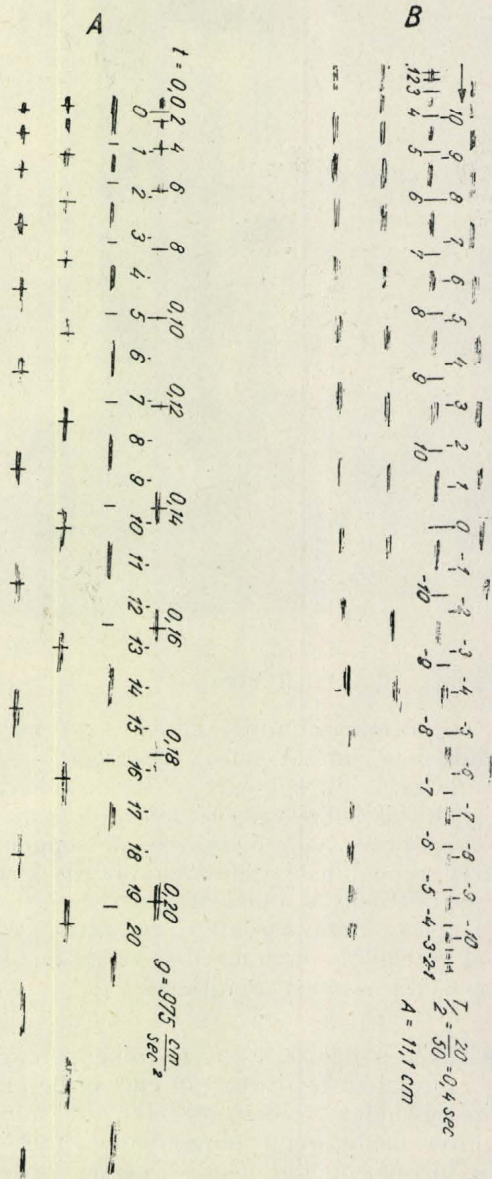
Az eső testet cérnával indulási helyére rögzítjük. K kapcsoló lenyomásával zárjuk az áramkört és a cérna elégetésével megindítjuk a mozgást. Az időjelek az esés ideje alatt közvetlenül előtűnnek és a mérés kiértékelhető. A mérőlap tartója vízszintes irányban elmozdítható, s így

I. Táblázat

t sec	mért s értékek cm	$g = 981 \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-2}$ -vel számított s értékek cm
0,02	0,2	0,196
0,04	0,9	0,785
0,06	1,85	1,765
0,08	3,25	3,139
0,10	4,95	4,905
0,12	7,1	7,063
0,14	9,55	9,614
0,16	12,4	12,557
0,18	15,5	15,892
0,20	19,5	19,620



I. grafikon



3/a. ábra

3/b. ábra

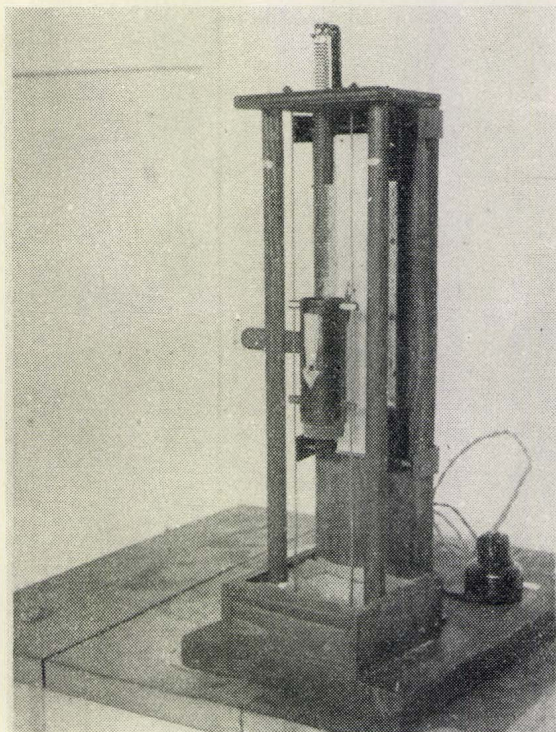
egymás mellé 4—5 esés képe is rögzíthető. Ezáltal a kezdeti fázisbizonytalanságot könnyen kiküszöbölhetjük és egyúttal középértékszámítást is végezhetünk (3/a ábra). Példaképpen közöljük az ábrán látható egyik mérés eredményeit.

A mérés adataiból:

$$g = \frac{2s}{t^2} = \frac{2 \times 19,5}{0,2^2} = 975 \frac{\text{cm}}{\text{sec}^2} \text{ jól használható mérő-kísérleti eredmény.}$$

2.

A rezgőmozgás tanulmányozása céljából a testet megfelelő erősségű rúgóra függesztjük és cérna elégetésével a felső fordulópontból indítjuk a mozgást (4. ábra). A kapcsológommbal addig tartjuk



4. ábra

zárva az áramkört, amíg a test alsó fordulópontjához nem jut. A másik félrezgést — hogy a jelek ne zavarják egymást — külön lehet rögzíteni. Felülről lefelé történő félrezgés képe látható a 3/b ábrán. Az időjelsorozat középpontja a rezgő test nyugalmi helyzete. Az ábra egyik mérésének eredményeit a táblázat közli.

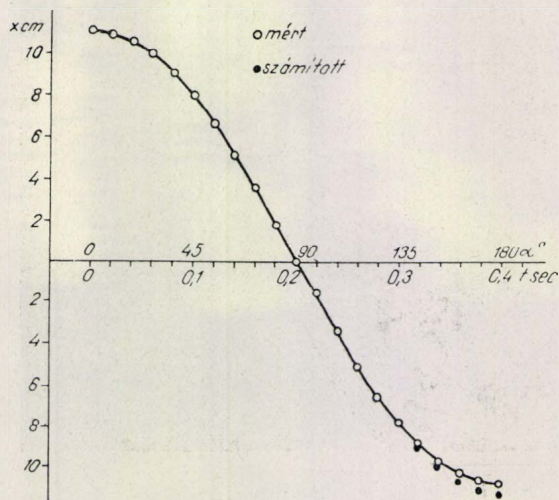
Az egyes útszakaszokból számított középsebesség értékek a matematikai tárgyaláshoz jó kísérleti alátámasztást nyújtanak.

3.

A szükséges oldatot a következőképpen készítjük el: forrásban lévő kb. 100 cm³ vízbe öntjük az előzőleg hideg vízben jól elkevert mintegy késhegynyi mennyiségű burgonyakeményítőt és további forralás nélkül néhány percig keverjük. Kémesőben feloldott 1/4 késhegynyi káliumjodidot

II. Táblázat

mért elongáció	$x = A \sin \alpha$ alapján számított elongáció ($A = 11,1$ cm)	mért elongáció
11,1	$A = x_1 = 11,1$	— 10,7
10,9	$x_2 = 10,96$	— 10,5
10,6	$x_3 = 10,56$	— 10,2
10	$x_4 = 9,89$	— 9,6
9,1	$x_5 = 8,98$	— 8,7
8	$x_6 = 7,85$	— 7,7
6,7	$x_7 = 6,52$	— 6,4
5,2	$x_8 = 5,04$	— 5
3,65	$x_9 = 3,43$	— 3,4
1,9	$x_{10} = 1,74$	— 1,6



II. grafikon

a keményítőhöz öntve, használatra kész a napokig eltartható oldat. A burgonyakeményítőt hámozott, reszelt burgonyából szintén magunk készíthetjük.

A jelek rövidebbé tételére sikerrel alkalmaztuk az előtétizzó helyére kapcsolt ködfénylámpát, azonban a kellő áramerősség biztosítása miatt legalább négy darabot kellett párhuzamosan kapcsolni.

Mindkét mérés adatainak a tanításban való felhasználása többféleképpen történhetik, ez didaktikai kérdés. Másirányú didaktikai kérdés azonban a módszerrel kapcsolatban az a felhozható ellenvetés, hogy felhasznál később tárgyalásra kerülő jelenségeket. Azt hisszük, a közölt módszer e tekintetben a hivatkozottaknál semmivel sem támaszt nagyobb követelményeket és hasonló engedményeket a fizika módszeres felépítése során nemcsak az első órákon bemutatásra kerülő kísérleteknél, hanem — sajnos — jóval később is kell tennünk. Másrésztől a leírt módszer előnyösnek látszik, mert könnyen elkészíthető eszközökkel, olcsó agyagokkal minden különleges előkészítés (pl. elsötétítés, előhívás) nélkül megvalósítható. Ha a mérőlapot melléhelyezett milliméterskálával kivetítjük, a kiértékelést kényelmesen végezheti együtt az egész osztály.

Felhasználtuk a módszert az ingamozgás, a lejtőn történő egyenletesen gyorsuló mozgás és a dinamika II. alaptörvényének vizsgálatánál is, jó sikerrel. A lejtőn történő egyenletesen gyorsuló mozgás vizsgálatára időközben azonos elven felépülő kísérlet jelent meg a *Fizikai kísérletek gyűjteménye I. c. könyv* 6.—7. oldalain.

Az eszközök elkészítésében, a kísérletek elvégzésében és a módszer rezgőmozgásra való átültetésében nagy segítségemre voltak Kollár Mihály és Magony László I. éves fizika-matematika szakos hallgatók.

Makai Lajos
Kísérleti Fizikai Intézet, Szeged

Technikai berendezések működési elvét szemléltető demonstrációs kísérletek

G. I. ZSERJEHOV

(Ufa, Pedagógiai Főiskola)

Megjelent a *Fizika v školje* 1953. 3. számában

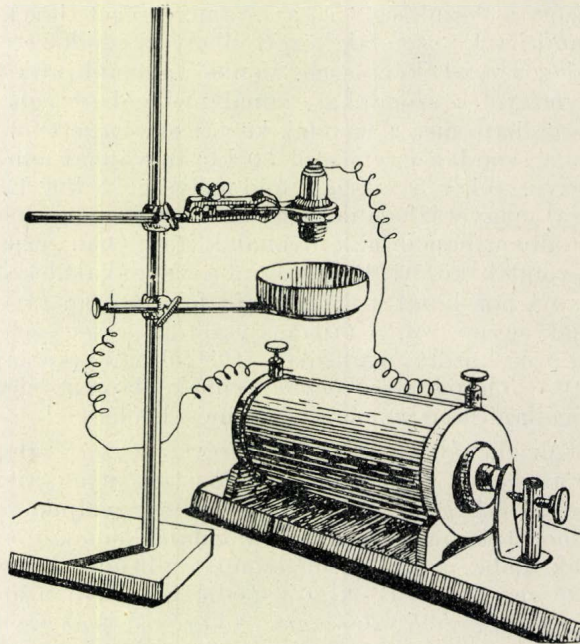
Mi a jelentősége a modern technikai berendezések működési elvét szemléltető demonstrációs kísérleteknek az iskolák politechnizálása szempontjából és melyek a velük szemben támasztott követelmények?

A Sz.U.-ban a legközelebbi jövőben megvalósítandó grandiózus villamosítási feladatok szempontjából nagy figyelmet kell szentelnünk a középiskolákban az elektromosság gyakorlati alkalmazásai ismertetésének, lévén ez a politechnikai képzés alkotó eleme.

Ebből a szempontból vizsgáljuk meg, hogyan ismertessük meg a tanulókat a modern technikai berendezések működési elveivel, a demonstrációkon, a politechnikai képzés fontos eszközein keresztül. Számos tanár tapasztalata bizonyítja, hogy ha a tantervi anyaggal összekapcsoljuk a fizika gyakorlati alkalmazásának ismertetését, akkor a tanulók a fizika törvényeit is mélyebben megértik. Ha észszerűen ismertetjük az elektromosság alkalmazásait a mai technikai berendezésekben, akkor fokozni tudjuk a tanulók érdeklődését a tanulás iránt, felkelthetjük alkotó készségüket és fejlesztjük bennük a szovjet hazafiság érzését.

A tudományosság didaktikai elvének az oktatásban való érvényesítése azt követeli tőlünk, hogy a technikai berendezések működési elvét szemléltető demonstrációk minél jobban hasonlítsanak a gyakorlatban használatos berendezésekhez, viszont az előadások érthetősége megkívánja azt, hogy a kísérlet lehetőleg egyszerű legyen. Mivel a cél az, hogy a tanulók a jelenség gyakorlati alkalmazásának a lényegét ismerjék meg, a technikai kivitelnél csak ott törekedjünk arra, hogy a demonstráció hasonlítson az üzemi berendezéshez, ahol ez nem homályosítja el a fizikai lényegét. Ha ez elérhető, akkor a hasonlóság kívánatos. Így például, ha az elektromos szikrának a felhasználását akarjuk szemléltetni a robbanómotorok gyújtókeverékének meggyújtásánál, akkor hozzátartozik az üzemi jelleghez, hogy a szikrát ne dörzselektromos gép, hanem induktor segítségével állítsuk elő. A szikra előállításához olyan

autobilgyertyát alkalmazunk, melynél a szikrakózt az elektrodák széthúzásával megnöveltük. A gyertyát éteres edény felett helyezük el.



1. ábra

(L. 1. ábra.) A korszerű berendezés működési elvét szemléltető demonstráció bemutatása után a valóságban is bemutathatjuk a tanulóknak a szóbanforgó berendezést diapozitíven, rajzon vagy kirándulások alkalmával.

A X. osztályban diapozitíven bemutatható, az elektromosság gyakorlati alkalmazásának szemléltetése céljából: indukciós kemence, elektromágneses csiszológép, elektromos hegesztőberendezés, stb. Ezeket közvetlenül az illető berendezés működési elvét demonstráló kísérlet után mutathatjuk be. A diapozitívek, rajzok, filmek azonban nem helyettesíthetik a berendezés működési elvét demonstráló kísérletet, mivel az ilyen demonstrációk anélkül is elég ritkák az iskolákban.

A továbbiakban néhány olyan eszköz leírása következik, amelyek segítségével egy sor technikai jellegű kísérletet mutathatunk be a tanulóknak, a X. osztály fizika anyagával kapcsolatosan. Ezeket az ufai 10. számú középiskolában végeztük el az 1951-52. tanév folyamán, részben az órákon, részben pedig az órán kívüli foglalkozásokon.

AZ EGYENÁRAM TÖRVÉNYEI

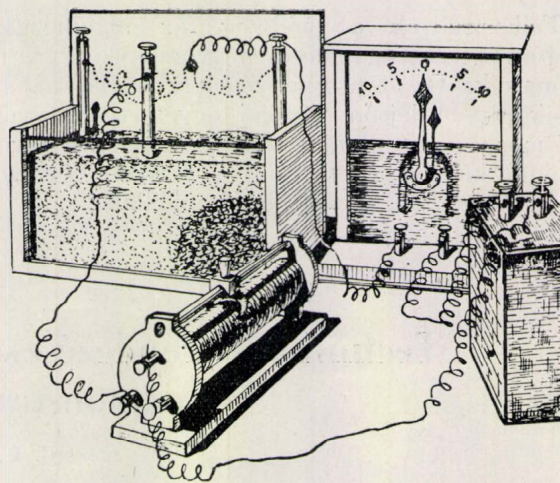
Ellenállásmérésen alapuló talajkutatás elvének demonstrációja

Eszközök és anyagok: Láda, melynek első fala üvegből készült, homok, apró fémforgács, galvánelem vagy akkumulátor, 1000 ohmos tollellenállás, három fémlemez és két kapcsolókulcs.

Az ellenállásmérésen alapuló talajvizsgálat segítségével megállapítható mind a nagy vezetőképesseggel rendelkező ércek, mind a rosszul vezető anyagok (kőolaj) lelőhelye.

A módszer gyakorlati kivitelezésénél két szondát ütnek le a talajba és ezeken keresztül áramot vezetnek a földbe. Műszerekkel mérik a szondák között a feszültséget és az áramerősséget, így kiszámítható a szondák között elhelyezkedő kőzetek fajlagos vezetőképessege. Mennél távolabb ütük le egymástól a szondákat, annál mélyebb rétegben vizsgálható meg a szondák között elhelyezett föld. Ha a szondák egymástól 50 km-re vannak elhelyezve, akkor a vizsgált föld mélysége 5 km. Ezt azzal magyarázhatjuk, hogy az áram nem egyenes vonalban, hanem az erővonalak irányában terjed a szondák között. Rendszerint a szondákat először egymáshoz közel ütük le, majd fokozatosan távolítják egymástól. A fajlagos vezetőképesseg széles határok között ingadozik, —10¹² ohmtól (kőolaj) 2·10⁻² ohmig (rézkovand), ennek alapján tehát megállapítható az ásványi kincs lelőhelye.¹

Az ellenállásmérés módszerével végzett talajkutatás elvét azon az órán demonstrálhatjuk, amikor a fajlagos vezetőképesseget tárgyaljuk. A demonstrációnál az üvegfalú ládába homokot öntünk, ebbe pedig három szondát állítunk. Egyet középre, (2. ábra), kettőt pedig a szélére, a középsőtől egyenlő távolságra. A középső és az egyik szélső szonda között vékony réteg fémforgácsot szórunk le, majd erre homokot szórunk, de úgy, hogy az üvegfalon keresztül a fémforgács látható legyen. A láda mögött elhelyezett táblára két kapcsolót erősítünk, odarajzolva mellé a kapcsolás irányát is. A demonstrációs galvanométert összekötjük az 1.000 ohmos ellenállással és az akkumulátorral. Az ellenállás arra való, hogy a galvanométert megkíméljük és a mutató kitérését szabályozhassuk. A galvanométer és az akkumulátor vezetőit a táblához kapcsoljuk, amint ezt a 2. ábrán láthatjuk. Az egyik kulcs lenyomásánál a láda egyik felébe, a másik kulcs lenyomásával a láda másik felébe vezetjük az áramot. Az áramerősség-



2. ábra

ben észlelt nagy különbség alapján állapíthatjuk meg az ásványi kincs lelőhelyét.

Termisztorok működési elvének demonstrációja

Eszközök és anyagok: Rozsdás, szalagvasból kivágott vaslap, iskolai demonstrációs galvanométer, 10—12 V-os egyenáramforrás (lehet 100—200 V-os is), nagyellenállású reosztát, (1000—2000 ohmos).

A termisztorok hőmérséklet mérésénél és számos folyamat automatikus irányításánál gyakran alkalmazott nagyon érzékeny eszközök.² Működésük alapja az a jelenség, hogy szilárd félvezetők melegítés hatására elektromosan vezetőkké válnak. A jelenség tökéletes magyarázatát a kvantumelmélet adja. A középiskolában úgy magyarázhatjuk, hogy a melegítésnél megnő a félvezető szabad elektronjainak száma. A hőmérsékletet 100 fokra emelve a félvezető ellenállása gyakran ézerszeresen lecsökken. Az ellenállásnak éppen ez a nagy megváltozása — melegítés közben — teszi lehetővé a termisztorok használatát. Termisztorokat beszerelhetünk turbinák csapágyainak belsejébe és mérhetjük azok hőmérsékletét. Felhasználhatók termisztorok az asztronómiában is égitestek hőmérsékletének mérésére. A termisztorok ellenállásának megváltozását a rajta keresztülhaladó áram hőhatása következtében, felhasználhatjuk elektromotorok indításánál. Itt a termisztorokat a motorral sorosan kapcsoljuk. A motor indításánál, mikor még a termisztor nem melegedett fel, az áramerősség csekély, ez szükséges a motor indításánál. Itt tehát a termisztor mint automatikus indító-ellenállás szerepel.

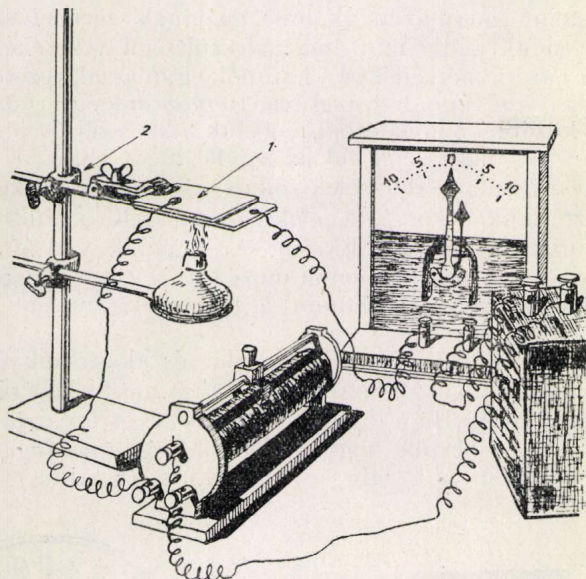
A termisztorok működési elvét demonstráló kísérletet a középiskolában az iskolán kívüli foglalkozáson mutathatjuk be.

A demonstrációnál két szalagvasból kivágott rozsdás vaslemezt (1) fogunk be a (2) állvány fogójába. A lemezeket sorbakapcsoljuk egy demonstrációs galvanométerrel és egy 6—12 V-os áram-

¹ V. V. Fedinszkij: A talajkutatás fizikai módszerei »Fizika v skolje«, 1952. 4. sz.

² L. Sujszkij: Termisztorok. »Technika Mologyozsi« 1952. 4. sz.

forással. Feltétlenül kapcsoljunk sorba a galvanométerrel egy 1000—2000 ohmos tolóellenállást, mely védi a galvanométert és a kísérletet »nyugalmasabbá« teszi. Melegítsük most a lemezeket kb. 20—30 mp-ig spirituszégővel. A melegítés folyamán a galvanométer kitérését fogjuk észlelni.



3. ábra

Mennél vékonyabb a kiválasztott vaslemez, annál gyorsabban válik vezetővé a rozsdá. Mennél vékonyabb maga a rozsdaréteg, annál hamarabb halad át rajta az áram, de ha vékony a rozsdaréteg akkor a melegítés megszűntével is észlelünk áramot és a vezetőképesség ugrásszerű változásokat fog mutatni. Ezért helyesebb, ha vastagabb rozsdaréteggel fedett lemezeket használunk, habár így a vezető állapot csak hosszabb idő múlva áll be a melegítés megkezdése után. (30—50 mp múlva).

Melegítés előtt ajánlatos ellenőrizni, hogy zárt-e az áramkör. A célból ujjunkkal nyomjuk össze a vaslemezeket, ha a kör zárt, a galvanométer mutatója kissé kitér, mivel ujjunkon keresztül áram halad át.

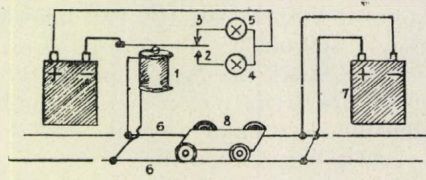
Automata vasúti térközbiztosítás demonstrációja.

Eszközök és anyagok: Automata térközbiztosító-berendezés legegyszerűbb, speciális modellje, zseblámpa-elem, 4—6 V-os akkumulátor.

Az automata térközbiztosítással a pályát egymástól elszigetelt különálló darabokra osztják, és különleges ú. n. »vasúti« telepekből áramot vezetnek a sínekbe. A síneket egymáshoz kapcsolják vezetékek segítségével, elektromágneses relé közbeiktatásával. Ha a vonalszakaszon nem tartózkodik vonat, akkor a relén áram halad keresztül, és ez egy vasnyelvcske magához rántásával zárja a zöld lámpa áramkörét. Ha az adott szakaszra vonat fut be, az áram legnagyobb részben a kerékpárokon halad át, így a relé mágnesese elengedi a

vaslemezket, ezzel nyitja a zöld lámpa körét és zárja a vörös lámpáét. Ez jelzi, hogy az út nem szabad. Amint a vonat az adott szakaszon áthalad, a relé söntölése megszűnik és újra zöld lámpa fog kigyulladni.¹ A középiskolában azért is érdekes az automata térközbiztosítás elvének demonstrációja, mivel ezt mint az automatizálás egyik példáját mutathatjuk be. A kísérletet bemutathatjuk a »Vezetők párhuzamos kapcsolása, söntők« c. témával, vagy az elektromágnes gyakorlati alkalmazásával foglalkozó órán.

A kísérlethez szükséges berendezés részei: (1) elektromágneses relé, vaslemezke, mely a (2) vagy (3) kontaktusokat zárhatja a (4) zöld és az (5) piros lámpa. A relét és a két kis lámpát a vasúti pályarész modellje mögött elhelyezett táblára szereljük. A (7) vasúti telep vezetékeit a két vízszintes sínhez (6) vezetjük, valamint a sínhez kapcsoljuk az elektromágneses relét is.



4. ábra

A sínekre helyezzük a fémről készült kis kocsi (8), ez tölti be a vonat szerepét. Amint a kocsi a biztosított részhez ér, kikapcsolódik a zöld lámpa és bekapcsolódik a piros. Ha a kocsi a biztosított pályarészt elhagyja, a zöld lámpa újra kigyul. Világos, hogy a vörös lámpa akkor is kigyul, ha a sín eltörik, mivel ez is akadályozza az áram áthaladását. A kísérlet elvégzése előtt mutassuk be, hogy a sínek és a kerekek között nem tökéletes az érintkezés. Ezt azzal szemléltethetjük, hogy a kocsi tologatásánál a relé lemeze vibrál és a kis lámpák villódzanak. A kísérlet előtt célszerű a síneket és a kocsi kerekeit megtisztítani.

Hogy a relé nyelvének megbízható átugrását biztosítsuk, kapcsoljunk az akkumulátor és a sínek közé tolóellenállást. Ha ennek ellenállását növeljük, akkor az effektus jobb lesz. Mennél nagyobb a reosztát ellenállása, annál megbízhatóbban kapcsol át a relé, midőn a kis kocsi a biztosított pályarészen áthalad. Azonban ha az ellenállás túl nagy, nem biztos, hogy a kocsi áthaladása után a relé újra bekapcsolja a zöld lámpát, mivel ekkor esetleg kicsi lesz a relére eső feszültség. Túl nagy feszültség esetén viszont a kocsi beérkezésekor nem ugrik át a nyelvcske és a vörös lámpa nem gyullad ki. Ezért szükséges a körbe reosztátot kapcsolni, amellyel az áramforrásból kivett energia mennyiségét szabályozhatjuk.

¹A technikai részleteket lásd P. V. Fedotjev: Jelzőberendezések, központi irányítás, térközbiztosítás. Transzszselezdorizdat, 1952.

VEZETÉS GÁZOKBAN

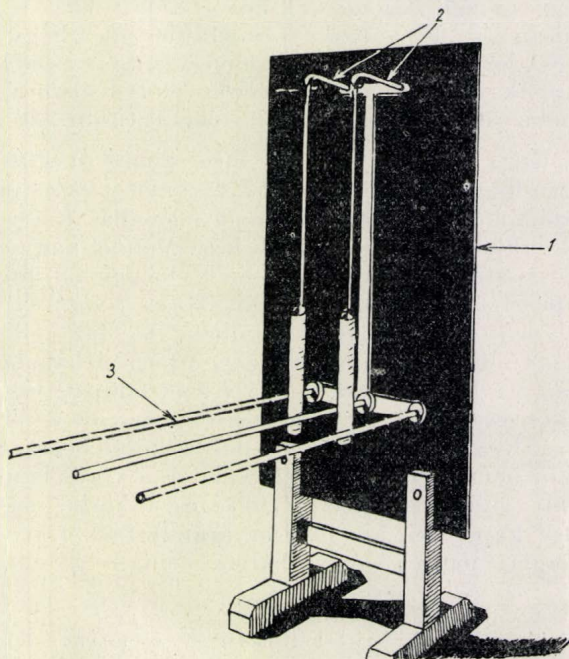
Koronakisülés elleni harc nagyfeszültségű vezetékeknél

Eszközök és anyagok: Speciális készülék, dörzs-elektromos gép, vezetékek:

Nagyfeszültségű vonalakon megfigyelhető egy zizegés és pattogás kíséretében végbemenő szép, kékes fényjelenség, melyet koronának neveznek és amely nagy kárt jelent a népgazdaságnak, mivel elektromos töltésvesztést okoz a vezetékekben. Szovjet tudósok találták meg a módszerét, hogy a koronakisülést jelentős mértékben csökkenthessék. A módszert a »fázisok szétbontásának« nevezik és lényege az, hogy valamely vezeték által létrehozott térerősséget egy másik vezeték terével megsemmisítenek. Ha a két vezeték közötti térben csaknem nulla a térerősség, akkor itt megszűnik az ionok képződése és mozgása, ezzel a töltésvesztés is kiküszöbölődik. A sztálingrádi és a kujbisevi távvezetékek építésénél is ezzel a módszerrel küszöbölik ki a koronaképződést. Így vált lehetővé, hogy a feszültséget 400.000 V-ra emeljék, az elektromos energia szállításának távolságát pedig 1000 km-re. A Kujbisev-Moszkvai háromfázisú vonal minden fázisát három vezetéken vezetik, így a vonalat kilenc vezeték fogja képezni.

A fázisok szétbontásának elvét demonstrálhatjuk azon az órán, midőn az »Elektromos kísérlet gázokbar« c. témával foglalkozunk. Mielőtt a szóbanforgó kísérletet a tanulóknak bemutatnók, előbb magát a korona jelenségét kell bemutatnunk, a legegyszerűbben és legszemléletesebben úgy, hogy két egymástól nem nagy távolságra kifeszített vezetékot a Tesla transzformátor szekundártekercséhez kapcsolunk.

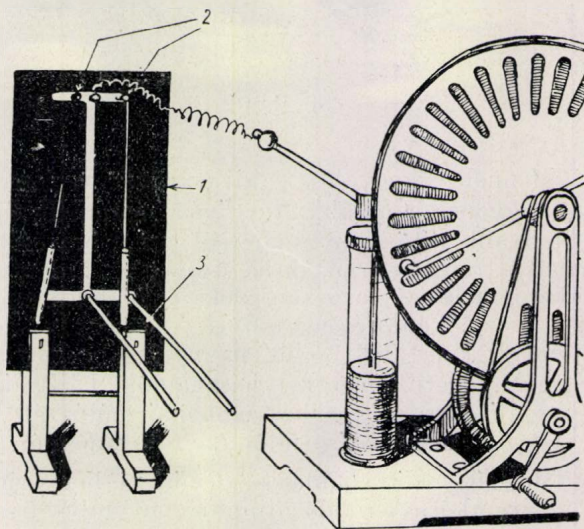
A fázisok szétbontása elvének demonstrációjához speciális eszközt készítünk, mely lényegében



5. ábra

nem más, mint egy függőleges ebonit tábla (5. ábra, (1). Ennek felső részébe két kampót erősítünk (2), melyre közösleges, (nem selyem) fonálon két kis cigarettahüvelyből készített papirosvödröcskét akasztunk. Az ebonit lap alsó részébe három mélyedést készítünk, amelyekbe egy-egy 50—60 cm hosszú fémrúd illik bele. Könnyen kitalálhatjuk, hogy az ingák, mint gázionok szerepelnek, a rudak pedig mint magasfeszültségű vezetékek. A három mélyedés és a kampók egymással vezetőleg össze vannak kapcsolva. Helyezzünk egy rudat a középső mélyedésbe, hagyjuk a két szélét üresen és függesszük fel az egyik ingát. Kössük a készüléket a dörzselektromos géphez és hozzuk ezt működésbe. Az elektromos inga a rúdtól oldalirányban fog kitérni. Az ingának ez a kitérése szemlélteti az ionok mozgását a töltött vezeték közelében, valamint a töltés eláramlását a vezetékről.

Tegyük be még egy rudat és akasszunk fel még egy ingát. Az egyik inga tehát most a két rúd közé kerül. Ha a dörzselektromos gépet forgatjuk, megfigyelhetjük, hogy a rudak közötti inga függőlegesen marad, míg a másik kitér (6. ábra.)



6. ábra

A két rúd közötti térben tehát a térerősség nulla, itt az ionok mozgása megszűnik, a másik inga kitérése pedig arra mutat, hogy a rudakban elektromos töltés van.

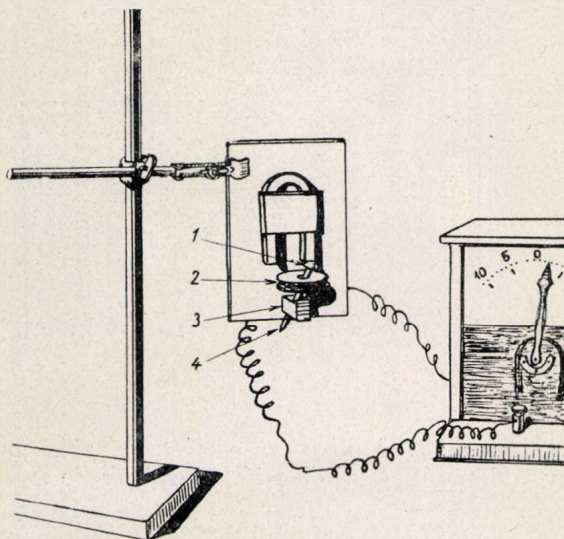
A kísérlet sikere érdekében ki kell küszöbölnünk a dörzselektromos gép befolyását a berendezésre. Ezért azt kissé távolabb helyezzük el. Ne legyenek az elektromos ingák túl könnyűek, mivel akkor a térerősség kis ingadozása is lengésbe hozza őket. A demonstráció folyamán látni fogjuk, hogy a két rúd közötti inga is kitér kissé, a közbülső rúdtól oldalt. Ennek magyarázata az, hogy ezt nemcsak a rúd, hanem a másik inga is taszítja, így erre az ingára nem ugyanannyi elektromosság hat balról, mint jobbról. Hogy ezt kiküszöböljük, ne forgassuk a gépet túl gyorsan, hogy a két rúd közötti ingára balról és jobbról ható elektromos töltésmennyiség közelítőleg egyenlő legyen.

ELEKTROMÁGNESES INDUKCIÓ

Elektromágnes adapter működési elvének demonstrációja

Eszközök és anyagok: Adapter modellje, demonstrációs galvanométer.

Az elektromágneses adaptert¹ igen elterjedten alkalmazzák a gyakorlatban, ezért fontos, hogy a tanulók ezzel, mint az elektromágneses indukció, alkalmazásának egyik példájával megismerkedjenek. A modell (7. ábra) áll (1) patkóalakú



7. ábra

mágnesből, melynek pólusai között helyezkedik el a (2) 0,15-ös drótból készült 200 menetes tekercs. A tekercs belsejében vasból készült lengő rúd felső vége mozoghat az egyik pólustól a másikig. (3) A rúd alsó vége hegyes (4), ez tölti be a gramofontű szerepét. Ha a rúd felső végét kezünkkel megmozdítjuk, úgy hogy vízszintes tengely körül lengésbe jöjjön, akkor a vasmagon átmenő mágneses áram megváltozása következtében a tekercsben áram indukálódik. A vasrúd belsejében azért változik meg a mágneses áram, mivel az egyik pólustól a másik felé haladó erővonalak a vasmagon mennek keresztül, így mialatt a vasrúd vége az egyik pólustól a másikhoz billen, átmágneseződik. A tanulóknak úgy magyarázzuk meg az adapter működését, hogy a tekercs belsejében elhelyezett vasmagon áthaladó erővonalak száma változik meg mozgás közben.

Indukciós elektromágneses defektoszkóp működési elvének demonstrációja

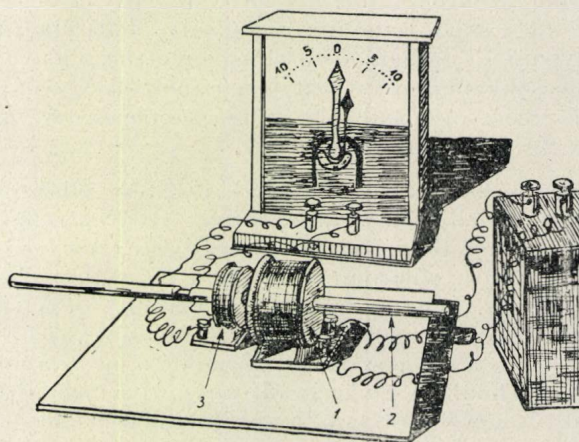
Eszközök és anyagok: 1 m-nél nem rövidebb vas- vagy acélrúd, közepén nagy kivágással, akkumulátor, két tekercs, melyek belsejébe vasmag illik, kapcsoló.

Az először a szibirszi fiziko-technikai intézetben készített indukciós defektoszkópot elter-

jedten alkalmazzák az iparban és a szállítás területén, (sínek és drótkötelek stb. repedéseinek felkutatására) olyan anyagoknál, melyeknek egyenletes keresztmetszetük van.

Működése azon alapszik, hogy a mágneses tér, amely a repedés helyén a vasból kifelé irányul, EME-et indukál a tekercsben. A szállítóeszközök-nél alkalmazott defektoszkópokat úgy készítik, hogy az festékszórót hoz működésbe és a hibás helyet festékkal permetezi be.¹

Az indukciós defektoszkóp elvének demonstrálásához (8. ábra) két tekercs szükséges, melyeket



8. ábra

egymáshoz képest fix helyzetben falapra rögzítünk. Az (1) tekercs mely a (2) vasrúd mágnesezésére szolgál, 300—500 menetes és 0,3—0,5-es drótból készült. A (3) tekercs, melyben az áram indukálódik, 300—500 menetes és 0,1-es drótból készült. Az első tekercset az akkumulátorhoz, a másodikat a galvanométerhez kapcsoljuk. A tekercsek belsejében helyezzük el a közepén bevágott, legalább 1 m-es vasrudat, úgyhogy nagyobbik fele, a bevágással együtt, a tekercsektől balra essék.

Ha most a rudat a tekercsek belsejében lassan mozgatjuk, akkor, midőn a bevágás a vékonyabb huzalból készült tekercshez ér, ebben a tekercsben áram indukálódik. Ha a rudat tovább mozgatjuk, szemléltethetjük, hogy az áram megszűnik. Hogy egyszerre tudjuk figyelni a galvanométert és a hibás hely áthaladását, ezért a tekercset, melyben az áram keletkezik, helyezzük el úgy, hogy a galvanométer mutatójával egyvonalban álljon. Az érdekesség kedvéért ismételjük meg a demonstrációt olyan rúddal is, melyen a kivágás helyét előzőleg betapasztottuk és befestettük.

Elektromotorok vibrátorokban való alkalmazása elvének demonstrációja

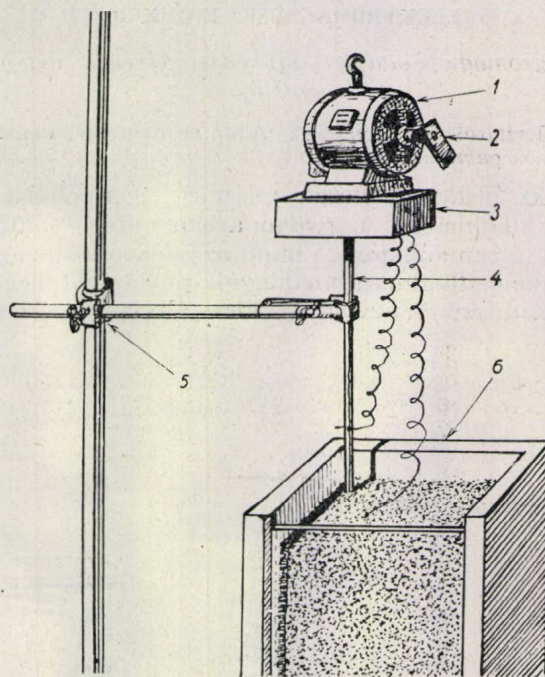
Eszközök és anyagok: Keskeny, magas, homokkal telt láda, üvegből készült elülső fallal, (esetleg homokkal töltött magas üveghenger), áramforrás (akkumulátor vagy hálózat), a vibrátor modellje.

J. P. Zserebcov: Rádiótechnika amatőrök számára. Szvjázizdat. 1949.

¹ N. L. Gorogyinszkij: A fémek vizsgálatának mágneses és elektromos módszerei. Goszplanizdat. 1940

Barkan, Sztálin-díjas professzor kezdeményezte az elektromotornak vibrátorokban való felhasználását cölöpöknek és gerendáknak a talajba való leverésénél. Barkan professzor találmányát széles körben alkalmazzák a kommunizmus nagy építkezéseinél gátak vagy épületek alapárkainak elkészítésénél, olyan helyeken, ahol sokszázezer fémgerendát kell leverni gyakran 15—20 m mélységbe. A vibrátor legfontosabb része egy elektromotor, mely áttétellel két excentert forgat. Az excenterek forgásuk következtében az egész gépet percnként 2600 frekvenciájú rezgésbe hozzák. A leverendő cölöpöt szilárdan hozzáerősítik a gép testéhez. A cölöp a saját, valamint a gép súlya alatt elkezd süllyedni a talajban, a súrlódási együttható lényeges lecsökkenése következtében (ennek oka a cölöp gyors rezgése). A süllyedés sebessége eléri a 10—20 m-t 2—3 perc alatt.

A Barkan professzor által készített vibrátor iskolai modelljének (9. ábra) részei: (1) elektromotor, melynek tengelyére van szerelve a (2) excenter. A motort szilárdan rögzítjük a (3) négyzetes falakra. Lenn, a fából készült alap közepéből nyúlik ki egy 70—80 cm hosszú, kihegyezett vasrúd. Ez tölti be a cölöp szerepét. A rudat, mint az ábra mutatja, felül befogjuk egy állvány (5) vasfogcájába és alsó végével a (6) láda homokjába merül. A motor bekapcsolása után a »cölöp« gyorsan süllyed



9. ábra

be a homokba. A kísérlet sikeréhez szükséges, hogy a homokot előzőleg jól dörögöljük le.

EGYESÜLETI ÉLET

AZ EÖTVÖS LORÁND TANULMÁNYI VERSENY

Az előző évektől eltérően Társulatunk az Eötvös Loránd Tanulmányi Versenyt a tanév befejezése előtt, május 30-án rendezte meg egyidőben Budapesten, Debrecenben, Szegeden, Pécsen, Miskolcon, Egerben és Veszprémben. A versenyen 249 középiskolai tanuló vett részt. Eredmények: Az első díjat Zawadowski Alfréd, a budapesti I. ker. Petőfi gimnázium III/B osztályú tanulója kapta meg. (Tanára: Szűts Pál.) Mind a négy feladatot kifogástalanul oldotta meg. A második díjat Kovács László kapta meg, aki a debreceni református gimnázium III. osztályú tanulója. (Tanára: Vekerdi Béla.) A harmadik díjat Vő Endre, a mohácsi Kisfaludy Károly gimnázium IV/A osztályú tanulója nyerte el. (Tanára: Hites Ferenc.) Dícséretben részesültek a következők: Blasovszky Miklós, a budapesti XI. József Attila gimnázium IV. osztályú tanulója. (Tanára: Kunfalvi Rezső.) Csaba László, a budapesti XI. József Attila gimnázium IV. osztályú tanulója. (Tanára: Kunfalvi Rezső.) Csonka Pál, a budapesti XI. József Attila gimnázium IV. osztályú tanulója. (Tanára: Kunfalvi Rezső.) Solti Ferenc, a szegedi 5. sz. Vegyipari Technikum tanulója. (Tanára: Babiczky Ede.)

Az I. és II. osztályos tanulók közül szép munkát végeztek a következők: Zsombok Zoltán, a budapesti IV., Könyves Kálmán gimnázium I/B osztályú tanulója. (Tanára: Varga Zoltán.) Biczó Géza, a budapesti II. Rákóczi Ferenc gimnázium II. osztályú tanulója. (Tanára: Zámori Ferenc.) Csekő Árpád, a budapesti I., Petőfi gimnázium II. osztályú tanulója. (Tanára: Millhofer Hugoné.) Gutai László, a budapesti IV., Könyves Kálmán gimnázium II. osztályú tanulója. (Tanára: Varga Zoltán.)

KÖZLEMÉNY

a Tudományos Minősítő Bizottságtól

A Tudományos Minősítő Bizottság az 1951. évi 26. számú törvényerejű rendelet értelmében a következőket nyilvánította eddig a fizikai tudományok doktorává, illetőleg kandidátusává;

Neugebauer Tibort, Szalay Sándort a fizikai tudományok doktorává.

Baintner Gézát, Bardócz Árpádot, Boros Jánost, Bozoky Lászlót, Faragó Pétert, Fényes Imrét, Gáspár Rezsőt, Gombay Lajost, Hoffmann Tibort, Horváth Jánost, Konya Albertet, Lassovszky Károlyt, Marx Györgyöt, Nagy Elemért, Orbán Györgyöt, Pauncz Rezsőt, Pócsa Jenőt, Rybár Istvánt, Simonyi Károlyt, Szalay Lászlót, Tarján Imrét, Tarnóczy Tamást, a fizikai tudományok kandidátusává.

MEGALAKULT A NÉMET DEMOKRATIKUS KÖZTÁRSASÁG FIZIKAI TÁRSULATA

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat a következő levelet kapta:

»A Magyar Népköztársaság Fizikai Társulata Elnökségének, Budapest.«

Tisztelt Kartársak!

Értesítjük Önöket, hogy 1952. szeptember 26-án a Német Demokratikus Köztársaságban megalakult a Fizikai Társulat. Társulatunk törekedni fog, hogy Önökkel szoros együttműködést és tudományos tapasztalatcsere fejlesszen ki. Felhasználjuk első külföldi vendégünknek, Jánossy professzor úrnak itt tartózkodását arra, hogy elküldjük Önöknek alapszabályainkat, vala-

mint üléseink ideiglenes munkatervét. Egyszersmind kérjük, hogy amennyiben lehetséges, az Önök alapszabályairól és tervezett rendezvényeikről tájékoztassanak bennünket.

Nagyon örülnénk, ha magyar kartársaink már a tervbe vett rendezvényeinkben részt vennének. Törekedni fogunk arra, hogy soron következő kongresszusainkra Önöket meghívjuk, azokról részletes tájékoztatót küldjünk. Magyar kartársaink tevékeny közreműködése további munkánkban bizonyosan igen gyümölcsöző lesz.

Tisztelettel
Bücher s. k.
titkár.

Társulatunk vezetősége örömmel üdvözölte német testvéregyesületünk megalakulását. Levélben válaszolva megköszöntük a küldött értesítést, egyben röviden tájékoztatót küldtünk Társulatunk munkájáról és terveiről.

A német Fizikai Társulat első konferenciáján, melyet 1953. márciusában Berlinben tartottak, Jánossy Lajos tagtársunk előadóként részt vett. A konferencia lefolyásáról az Eötvös Loránd Fizikai Társulat nyilvánossága előtt beszámolt. Első német vendégünk Franz Eder professzor volt, akinek értékes előadása társulatunk téli programjának egyik legértékesebb pontja volt. Reméljük, hogy a Német Demokratikus Köztársaság Fizikai Társulatának kezdeményezésére megindult együttműködés a jövőben mindkét társulat munkáját eredményesebbé téve folytatódni fog.

AZ I. MAGYAR FIZIKUS KONGRESSZUS

Augusztus 24 és 29 között rendezte meg a Magyar Tudományos Akadémia és az Eötvös Loránd Fizikai Társulat a magyar fizikusok első kongresszusát. A szervezési munkákból, elsősorban a szakmai előkészítésből Társulatunk elnökségi tagjai és szervezőtitkára tevékenyen kivették részüket, biztosították, hogy tagjaink a Kongresszus előadásait hallgathassák és annak munkájában résztvehessenek. A Kongresszust Gyulai Zoltán, Társulatunk elnöke nyitotta meg, a záróbeszédben Szigeti György főtitkár értékelte a Kongresszus jelentőségét, amely megteremtette Társulatunk kapcsolatát a Szovjetunióval, a lengyel, cseh és bolgár népi demokráciák tudósaival.

A Kongresszus anyagának szakmai ismertetését előző számunkban olvashatták tagjaink, az előadások teljes szövege a Magyar Fizikai Folyóiratban fog megjelenni.

A TUDOMÁNYOS MUNKÁSOK VILÁGSZÖVETSÉGE III. KÖZGYŰLÉSE

A Tudományos Munkások Világszövetsége III. közgyűlését Budapesten tartotta szeptember 12 és 14 között. Társulatunk tagjai a Műszaki és Természettudományi Egyesületek Szövetségén keresztül tagjai a TMV-nek, ezért a közgyűlés Társulatunk számára is fontos esemény volt. A közgyűlés alkalmából számos külföldi fizikus érkezett hazánkba és ez alkalmából előadásban ismertették munkájukat. Az elhangzott előadások:

J. D. Bernal (London): Röntgensugár szóródás és a kristályok fizikai tulajdonságai.

Grillot (Paris): Kristályos anyagok lumineszkálása és ilyen anyagok előállítása.

L. Infeld (Varsó): Copernikus szerepe a gravitáció elméletének kialakításában.

W. A. Wooster (London): Diffúz röntgensugár-szóródás és a kristályok fizikai tulajdonságai.

Az egyes előadások rendezésében Társulatunk is résztvett, azokra tagjainkat is meghívtuk. A közgyűlésről és az előadásokról lapunk más helyén részletesen beszámolunk.

DEBRECENI CSOPORTUNK MUNKÁJA

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Debreceni Csoportja 1952. május 10-én tartott taggyűlésén, alakulásakor választott vezetőségét új tagokkal bővítette.

Az új vezetőség: elnök: dr. Szalay Sándor Kossuth-díjas egyetemi tanár, titkár: Medveczky László, a vezetőség tagjai: dr. Bujdosó Ernő, dr. Fényes Imre, dr. Kassai Ernő, dr. Tóth Lajos.

A II. Magyar Fizikus Vándorgyűlés előkészítésével és rendezésével kapcsolatban több feladat hárult a debreceni tagságra, több ízben nyújtottak segítséget a csoport tagjai újítások szakmai véleményezésében is, de mégis a végzett munka legjelentősebb részét az előadások, klubesték, megtartása képezte. Az elhangzott ismertetések a majdnem kizárólag középiskolai és egyetemi oktatókból álló tagság szakmai színvonalának emelését szolgálta. Sor került azonban ipari és tudományos problémákat megoldó kutatások ismertetésére is.

A Társulat csoportja tagjainak többirányú oktatási és egyéb elfoglaltsága következtében az előadások tartására csak a szombati késő délutáni órákat lehetett választani. Ez az időpont nem a legszerencsésebb, azonban az előadások és klubesték még így is látogatottak. A munkában az egyetemi oktatói személyzet a legaktívabb. Élénken érdeklődik a felsőbbéves egyetemi hallgató-ság is a Társulatban elhangzott előadások iránt. Sajnos a középiskolai tanárság — talán a fizikai tanárok igen kis létszáma miatti nagy elfoglaltságból kifolyólag — aránytalanul kevésbé látogatja előadásainkat. A Társulat vezetősége e problémával foglalkozva elhatározta, hogy több előadást fog tartani a pedagógus továbbképzésben szereplő anyagból. Így kíván a középiskolai tanárságnak az eddiginél nagyobb segítséget nyújtani szakmai fejlődésében. Az 1952. őszi — 1953. tavaszi évadban tartott előadások rövid ismertetését az alábbiakban közöljük:

Szeptember 27.

Pócza Jenő: *Eötvös Loránd tanulóversenyek kitűzött feladatai és a versenyek tanulságai.*

Ismertette az eddigi versenyek tapasztalatait és megállapította, hogy a verseny hármas célt tölt be: hagyományainkat ápolja, érdeklődést kelt a fizika iránt, és alkalmat ad a tehetségek felismerésére. Az eddigi versenyek kitűzött feladatait és megoldásait végigtárgyalta olyan szempontból, hogy mennyiben voltak ezek alkalmasak a fenti célkitűzések elérésére. A példákhoz fűzött megjegyzésekben kitért az előadás a hozzájuk fűződő fizikai problémák ismertetésére.

Október 18.

Fényes Imre: *Gázok állapot-egyenleteinek új típusai.*

Az előadás tárgya megegyezett a Budapesten megtartott előadásával.

Október 25.

Horváth János: *Újabb elektrodinamikai elméletek.*

Az előadó röviden ismertette a Maxwell-elmélet alapelvét és fontosabb nehézségeit. Beszámolt arról, hogyan igyekezett a Lorentz-féle elektronehmélet ezeket a nehézségeket áthidalni és milyen újabb nehézségek léptek fel. Ezután kissé részletesebben ismertette Born és Infeld nem lineáris elektrodinamikáját, valamint uniter és a duális elméletek közötti különbséget. Ezután röviden vázolta Dirac 1951. végén publikált újabb elektrodinamikai elméletét és az Infeld-féle elmélet alap-elméleteit.

November 15.

Zichy Ernő: *Magas hőmérséklet mérése zsugorodó anyagból készült gyűrűkkel.*

A kerámiai masszák azon tulajdonságát, hogy teljes lágyulás előtt kb. 300° C hőfokszámban, a hőfokkal lineáris arányban zsugorodnak, felhasználhatjuk égetőkemence hőfokának megállapítására. Az előadó gyűrűalakú testeket készített, jól átdolgozott homogén agyag-masszákból. Bemutatta az általa kikísérletezett hőmérő

gyűrűket, ismertette azok készítését, hitelesítését és a velük való mérést.

November 22.

Marx György: *A relativitás-elmélet néhány kérdéséről.*

Az előadás tárgya megegyezett a Budapesten tartott előadásával.

December 13.

Csapó István: *A színesfénykép fejlődése.*

A különböző réteg képzések, az AGFA—KOLOR színes filmanyag és rokonságának jellemzői, valamint technikai változatainak ismertetése után az előadó különösen a színes pozitívek és papírképek kidolgozásának kérdéseivel foglalkozott.

Jan. 31.

Keszthelyi Lajos: *A Cserenkov-sugárzás és alkalmazásai.*

Az előadás anyaga megegyezett a Budapesten tartott előadásával.

Február 28.

Fényes Imre: *Az axiomatikus termodinamika szerepe az oktatásban szovjet tapasztalatok alapján.*

Papelekszi könyve (magyarul is megjelent) az alapokon és Leontovics könyve az elméleti fizikai oktatás számára, példát mutat arra: hogyan lehet az oktatásban értékesíteni a termodinamika axiomatikus tárgyalásmódját. Az előadás ezek alapján a következő kérdéseket tárgyalta: A hőmérséklet és általában az intenzitásparaméterek szemléletes értelmezése. A hő, mint energiaátalakulás egyik fajtája. Az entropia-fogalom szemléltetése.

Március 21.

Berényi Dénes: *Szovjet vizsgálatok az atommag héjstruktúrájára vonatkozólag.*

Bevezetőben ismertette a világszerte folyó kutatásokat az atommag héjstruktúrájára vonatkozólag, kiemelve Goeppert-Meyer eredményeit, majd összefoglalta Znoiko szovjet kutatónak és munkatársainak az izotópok periodikus rendszerére vonatkozó sémáját. Ezután röviden elemezte a Znoiko-féle rendszer kapcsolatát a »mágikus számokból« adódó fő kvantumszámokkal jellemzett héj-struktúrával.

Március 21.

Berecz István: *Kozmikus sugárzással kapcsolatos szovjet kutatások néhány problémájáról.*

Az előadás Lukirszkij szovjet akadémikus mezonokkal kapcsolatos fotoemulziós módszerrel végzett azon vizsgálatait ismertette, melyek lassú negatív mezonok koncentráálásának módjára egy lassú negatív mezon által létrehozott magbomlás kiértékelésére és semleges mezon eltűnése által keltett mezonpárra vonatkoztak.

Március 28.

Fényes Imre: *A budapesti kvantummechanikai ankét ismertetése.*

Az előadás röviden vázolta a kvantumelmélet elvi nehézségeit, majd ismertette Blohincev és Frenkel kísérleteit a nehézségek megoldására. Ezenkívül foglalkozott magyar kutatók eredményeivel is.

Április 11.

Vermes Miklós: *Aerodinamikai kérdésekről (a középiskola szempontjából). Bemutatással.*

A surlódás és surlódás nélküli áramlás szembeállítása. Bernoulli-törvény és szerepe. A közegellenállás keletkezése a Bernoulli-törvény folyományaként, a surlódás szerepe. Repülőgépek szárnyfelületei.

Április 25.

Bernolák Kálmán: *Optikai képalkotás — fényelhajlás.*

Geometriai optikai képalkotás. Lyukkamara. Fényelhajlás. A lencse. Kettős fényelhajlás. Az elsődleges elhajlási kép megváltoztatásának hatása a másodlagos képre (feloldás, sötét látótér, ferde megvilágítás, schlieren-eljárás, fáziskontraszt).

Május 16.

Lukács Gyula: *Színmérés alapkérdései.*

Szín pszichofizikai és fizikai megfogalmazása. Színlátás. Polychromatikus mértékrendszer: normál megfigyelő, additív színkeverés, Grossmann-féle törvények. Helmholtz-féle monochromatikus mértékrendszer. Ostwald- és Mounsell-rendszer. Objektív és szubjektív mérőműszerek. Gyakorlati alkalmazások.

Május 23.

Szalay Sándor: *Szokatlan radioaktivitás megfigyelése a debreceni esővízben. (Bemutatással.)*

Végablakos — számlálócsöves Geiger—Müller számlálóberendezéssel vizsgálva a Debrecenben 1952. április 22. és dec. 31. között leesett csapadék radioaktivitását, egyes időszakokban az szokatlan radioaktivitást mutatott. A radioaktivitás a felezési idők alapján kétségtelenül atombombáktól eredő atomhasadási termékeknek bizonyult. Az anomális aktivitás pár napos késéssel időbeli korrelációban volt az u. azon időszakban közéztett kísérleti atombomba robbantásokkal. A vizsgálatokból úgy látszik, hogy elég érzékeny számlálóberendezéssel egy atombomba hasadási termékei bárhol kimutathatók a Föld felületén.

A debreceni csoport munkájánál meg kell még említeni azon előadásokat is, amelyeket a csoport tagjai más városokban tartottak. Így:

Április 21.

Szabó Ilona: *Középiskolában bemutatható kísérletek a radioaktivitásból*

címen tartott előadást az Oktatásügyi Minisztérium, a Bolyai Matematikai Társulat és az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, továbbá a Pedagógus Szakszervezet Borsod Megyei Területi Bizottsága által közösen, f. év áprilisában Sárospatakon megrendezett pedagógus továbbképző napok egyikén.

Május 14.

Medveczky László: *Radioaktív kutatások fotoemulziós módszerrel. (Bemutatással.)*

Egerben az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Egri Csoportjában és

Június 3.

Medveczky László: *A fotoemulziós atommagfizikai módszer problémái (bemutatással.)*

címmel az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Szegedi Csoportjában tartott előadást. Az előadások tartalmának ismertetését l. a megfelelő csoport működésére vonatkozó beszámolóban.

V. Vekszler, L. Grosev, B. Iszajev

Sugárzások vizsgálata ionizációs módszerekkel

Akadémiai kiadó. Budapest, 1952.

Az atommagfizika egyre nagyobb teret tölt be nemcsak a különböző tudományágak, de lassankint az ipar területén is. Az atommagok sajátságainak vizsgálata és a sajátságok gyakorlati felhasználása terén talán a legfontosabb módszer az atommagokból kilépő, vagy az atomokon szóródó különböző sugárzások mérése. A sugárzások különböző anyagokkal kölcsönhatásba jutva annak atomjait ionizálják. Vekszler, Grosev, Iszajev könyve magában foglalja az ionizációkor gázokban keletkező elektromos töltés regisztrálásának, megmérésének különböző módjait.

A könyv két részből áll: az első rész ionizációs kamrákkal foglalkozik, a második rész részecskék számlálásával.

Az első részben, miután áttekintést adnak a szerzők az ionizációs kamrák működési elvéről, az alfa-, béta-, röntgen-, gamma-, és kozmikus sugarak mérésére szolgáló ionizációs kamrákat tárgyalják. Különösen nagy teret szentelnek a gamma-sugarak kamra falán való átmeneti effektusainak, amellyel lényegbevágó módon megvilágítják a gamma-sugarak mérésére szolgáló ionizációs kamratípusok problémáit. Részletesen foglalkoznak gyors neutronok vizsgálatára szolgáló ionizációs kamrák felépítésével, a kamrák falának és a töltőgázoknak megválasztásával. Elméleti téren az első rész az ionizációs áram és gáznyomás összefüggésével, valamint a fluktuációknak az intenzitásmérések pontossága szempontjából való figyelembevételével egészül ki.

A második rész első felében a proporcionális számlálókat ismertetik. A proporcionális számlálók, — mint a nevük is jelzi — úgy működnek, hogy az ionizáló részecske által keltett primér ionpárok szekunder ionizáció útján — nagyfeszültség hatására — felsorozódnak. A számlálók jellemző adata a keletkezett szekunder ionpárok és primér ionpárok számának hányadosa: az u . n. gázfelerősítési tényező. A szerzők a számláló e legfontosabb jellemzőjét kimerítő részletességgel tárgyalják úgy elméleti, mint kísérleti szempontból. Foglalkoznak az impulzusok alakja és a munkaellenállás összefüggésével. Áttekintést adnak gyors részecskék és lassú és gyors neutronok regisztrálására szolgáló proporcionális számlálókról.

A második rész hátralevő felét a gyakorlatban egyszerűségük folytán talán legjobban elterjedt számlálótípus, a kiváltó számlálók típusa tölti ki. Kiváltó számlálókban a számlálóra kapcsolt nagyfeszültség miatt önálló gázkisülés keletkezik minden regisztrált részecske hatására. A gázkisülés kioltásának módja szerint szokás a számlálókat nem önkioltó és önkioltó számlálóokra osztani. Vekszler, Grosev, Iszajev is eszerint csoportosítja témájukat.

A nem önkioltó számlálók tárgyalásánál az östípusból, a csüesszámlálóból indulnak ki. A nem önkioltó számláló működési mechanizmusát a gázkisülések elméletének segítségével világítják meg. Tárgyalják a számláló impulzusainak időbeli lefolyását, rámutatnak a számlálóra kapcsolt »túlfeszültség« hatására, felhívják a figyelmet a nem önkioltó számlálók hibáira.

Az önkioltó számlálókkal foglalkozó részben rámutatnak a szerzők a fotonok és a sokatomú gázok szerepére. Ebben a fejezetben összefoglalják az önkioltó számlálókra vonatkozó elméleti és kísérleti vizsgálatokat. Ilyenek pl. a holt és regenerálási idők meghatározására vonatkozó fejezetek, vagy a plátó hosszát és merekségét, a hőmérsékletnek a számlálók működésére való hatását tárgyaló fejezetek. Nagyon sok gyakorlati, laboratóriumi fogást írnak le a számlálók elkészítésének módjairól. Külön fejezetben foglalkoznak a röntgensugárzás, kozmikus sugárzás, béta-részek számlálására szolgáló számlálók sajátságaival.

Nagyon hasznos része a könyvnek a részecskeszámlálás korrekcióelméletével foglalkozó két fejezet. Ezekben megvilágítják a szerzők a holt idő és regenerálási idő miatti veszteség figyelembevételének módját. Megadják a koincidenciák számlálásánál szükséges korrekciókat is.

A könyv minden nagyobb részénél bőséges irodalmat adnak a szerzők.

Vekszler, Grosev, Iszajev könyvét Gémesi József fordította lelkiismeretes, pontos munkával. A szerkesztés Haiman Ottó munkáját dicséri. A könyv fordítása kitűnő, sok új magyar szakkifejezés (pld. álszámlálás, túlfeszültség, stb.) nagyon találó.

Azt hisszük, hogy a könyv magyar nyelven való megjelenése nagy segítség lesz mind a kutatók, mind a egyetemi hallgatók szakismeretének elmélyítése terén.

K. L.

Engelbert Broda

A radiokémia újabb eredményei

(Akadémiai Kiadó, Budapest, 1952)

Broda haladászellemű osztrák fizikusnak ez már a második könyve, amely magyar fordításban is napvilágot látott. A könyv elsősorban azokkal az újabb eredményekkel foglalkozik, amelyeket Paneth, illetve Hahn összefoglaló munkáinak megjelenése óta a rádiokémia terén elértek. A szerző éles határvonalat húz a szoros értelemben vett rádiokémia, azaz olyan kémia, amely az anyagokat magreakciójukról ismeri fel és az alkalmazott rádiokémia közé. Ez utóbbi esetben a radioelemek nem tárgyai a kutatásoknak, hanem csupán eszközei. Ezek tárgyalását a könyv figyelmen kívül hagyja csakúgy, mint a sugárzás kémiáját.

A szerző, aki számos rádiokémiai kérdés tisztázása terén maga is jelentős kutató munkát végzett, áttekinti a rádiokémia egész területét, a régebbi eredményeket a könyv címének megfelelően csak főbb vonásaikban, míg az újabbakkal részletesebben foglalkozik. A fő súlyt azonban itt is csak az általános eredmények ismertetésére helyezi, nem pedig az egyes anyagok tulajdonságainak részletezésére. Éppen ezért a kémia részletkérdéseiben nem járatos fizikusok részére is érthető, sőt rendkívül hasznos Broda könyvének áttanulmányozása annál is inkább, mert a tisztán rádiokémiai kérdések mellett a szerző kitér maguknak a radioizotópoknak az előállítására, a mesterséges magátalakítási folyamatokra és több egyéb fizikai vonatkozású kérdés tárgyalására is.

Ami mármint a könyv felépítését illeti, tíz fejezete közül az első öt foglalkozik a szűkebb értelemben vett rádiokémiai kérdésekkel. Az izotópok kémiai közelenlő-ége, nyommenyiségek megoszlása a szilárd és folyékony anyagok között, nyommenyiségek gázokban, különféle adszorpciós jelenségek, a hordozók szerepe, rádiókolloidok, lecsapás és kristályosítás, párologtatás magas és alacsony hőmérsékleteken, valamint a radioelemek elektrokémiája képezik a könyv eme részének fontosabb tárgypontjait. A 6. fejezet a radioelemeknek magszintézis útján való előállításával foglalkozik és ezzel kapcsolatban kitér a természetes és mesterséges neutronforrásokra, valamint maguknak a neutronoknak részletesebb tárgyalására. A 7. fejezet a maghasadás különböző módjaival, míg a 8. fejezet több különleges érdekességű új radioelemmel foglalkozik, köztük a plutónium-sorozattal, a 43, 61, 85, 87-es elemekkel, a tríciummal és a radioszénnel. A 9. fejezet a különleges rádiokémiai hatásokkal, elsősorban a Szilárd—Chalmers-féle hatással foglalkozik, míg végül a 10. fejezet összefoglalja a rádiokémiai mérések technikájának újabb fejlődési irányait.

Külön ki kell emelnünk mint a könyv egyik legfőbb értékét azt, hogy a szerző mindenütt kimerítően megadja a szóbanforgó kérdésre vonatkozó valamennyi

világirodalmi utalást és így az olvasó bármely kérdés részletei felől könnyen további tájékoztatást nyerhet.

B. L.

Simonyi Károly:

Elméleti Villamosságtan

Tankönyv Kiadó, Budapest, 1952

Simonyi Károly *Elméleti Villamosságtan* c. könyve a szerző Műszaki Egyetem Villamosmérnöki Karán tartott előadásához kapcsolódik. Ennek megfelelően feltételezi, hogy az olvasó tisztában van a villamosságtan alapjaival és így a deduktív tárgyalásmódot követheti, vagyis a Maxwell egyenleteket ismert természeti törvénynek tekinti és a villamosságtan összes fogalmait és tételeit ezekből vezeti le. A bevezetésben az ismert villamosságtani tételekre támaszkodva megmutatja, hogy hogyan lehet ezekből, kézenfekvő általánosítással a Maxwell egyenletek rendszeréhez jutni. De ha ezeket fogadjuk el alaptörvénynek, akkor a bennük szereplő mennyiségeknek meg kell határoznunk a konkrét fizikai jelentését és meg kell állapítanunk, hogy valóban azonosak a régebbiről ismert mennyiségekkel. Ilyen általános jellegű bevezetések után kerül sor az elméleti villamosságtan különböző ágainak részletesebb tárgyalására. Itt is mindig a Maxwell egyenletrendszerből indul ki. Ezek segítségével a tételeket elméletileg kellően megalapozza, majd a fősúlyt gyakorlati alkalmazásukra helyezi. A gyakorlati problémák ismertetése során nem áll meg azoknál, amelyek megoldása általánosan ismeretes, hanem olyan megoldási módszereket is tárgyal, amelyek eredményesen alkalmazhatók bonyolultabb feladatoknál is. Ez természetesen sokszor megköveteli, hogy nagy matematikai apparátust használjon, esetleg olyant is, amelyet az átlagos képzettségű hallgató nem ismer. Ilyenek például a gömb és hengerfüggvények, amelyek igen nagy szerepet játszanak a Laplace-, és a hullámegyenlet általános, térbeli megoldásánál, de amelyekről egyetemi előadásokon csak röviden, vagy egyáltalán nem emlékeznek meg. Hogy az ismeretek hiánya ne akadályozza meg a problémák tárgyalását, külön fejezetekben röviden összefoglalja a szükséges matematikai tudnivalókat. Így külön fejezetet szentel a gömbfüggvények ismertetésére, sík problémáknál a konform leképezés néhány tételére, vagy a tranziens jelenségeknél szükséges Laplace transzformációra.

A könyv a bevezetésen kívül 5 részre oszlik. Az elektrosztatika az általános megjegyzések után kimerítően tárgyalja a gyakorlati elektrosztatika különböző megoldási módszereit és kitér a felhasznált matematikai apparátus ismertetésére is. A következő rész tárgyalja az elektromágneses teret anyag jelenlétében, majd a kvázistacionárius áramokról szóló rész következik. Itt gyakorlati alkalmazásként a skin effektus és a távvezeték problémája szerepel. Ehhez kapcsolódik az a rész, amely a tranziens jelenségeket tárgyalja, ismerteti. A könyv befejező részében kerül sor az elektromágneses hullámokra, kezdve az antennarendszerek sugárzásával, majd a mikrohullámú technika elméleti alapjaira, a csőhullámok terjedésére és üregrezonátorok viselkedésére tér át, mindvégig precíz matematikai tárgyalásmódot követve.

A könyv fő jellegzetességének azt tekinthetjük, hogy a hangsúlyt a gyakorlati feladatok megoldására helyezi, de a megoldást matematikai úton, a lehetőséghez képest minél nagyobb precizitással igyekszik megtalálni. Azoknak a feladatoknak a megoldásánál, amelyek csak komoly elméleti felkészültséggel oldhatók meg, a könyv rendkívül nagy segítséget jelent és a könyvben feldolgozott anyag ismerete feltétlenül szükséges mindazok számára, akik akár elektrosztatikával, akár elektromágneses hullámokkal, vagy a gyakorlati elektromosságtan más ágával behatóan kívánnak foglalkozni.

E. J.

Szmirenyin:

Rádiótechnika kézikönyve

Nehézipari Kiadó, 1952

Múlt év tavaszán, illetve őszén jelent meg magyar fordításban Szmirenyin rádiótechnikai kézikönyvének

két kötete. A munka hézagpótló szerepet tölt be a magyar műszaki irodalomban, ilyen összefoglaló könyv ugyanis nagyon hiányzik a rádiótechnikus és tervező mérnök asztaláról.

A kézikönyv anyaga tartalmazza mindazon korszerű ismereteket, amelyek gyakorlati alkalmazásra alkalmas képletekben és grafikonokban kifejezhetők, illetve ábrázolhatók. A képletekhez és grafikonokhoz magyarázat járul, amely azok fizikai alátámasztását tartalmazza. A könyvben alkalmazott számítási módszerek gyorsan, gyakorlatilag használható eredményekhez vezetnek, speciális eseteket nem tartalmaznak.

A kézikönyv sűrítve és lehetőleg rendszerezve tartalmazza a korszerű rádiótechnika alapelveit. Az első kötet általános matematikai képletek és táblázatok után foglalkozik az áramköri elemekkel, ellenállások, tekercsek, kapacitásokkal és ezek számításával a gyakorlatban használt kivitelezési formájukban.

Ezután az áramkörök elméletét tárgyalja: rezgőkörök, négyfólyusok, tápvonalak, sőt foglalkozik a hullámvezetők és üregek legmodernebb problémáival is.

Az elektroncsövek fizikai alapjainak és különböző fajtáinak ismertetése után az elektroncsövek, mint kapcsolási elemek alkalmazására tér át és még az első kötetben tárgyalja a gyakorlatban használt összes erősítőtípusokat.

A második kötet az egyenirányítók és oszcillátorok tárgyalása után a moduláció és demoduláció kérdésével foglalkozik, ezután a rádióadó és vevő készülékek problémáit foglalja össze. Részletesen foglalkozik a legkülönbözőbb antennatípusokkal és a rádióhullámok terjedésével. Az általános kérdések tárgyalását mérés technikai fejezet egészíti ki. Ez kiterjeszkedik a hang- és rádiófrekvenciára, foglalkozik csövek és berendezések bemérésével.

Láthatjuk tehát, hogy a tárgyalás felöleli a modern rádiótechnika majdnem minden ágát, de ugyanezt a teljességre törekvést róhatjuk fel a könyv hibájaként, ugyanis a témák sokfélesége mellett nem jut hely a részletekre és a méretezés pontos végigkövetésére. Ezt a hibát azonban kiegyenlíti az egyes fejezetek után leközölt bő és részletes eredeti irodalom.

Tehát összefoglalva mondhatjuk, hogy a könyv tág áttekintést ad a problémákról és nagyon alkalmas kézikönyvnek a rádiótechnikus kezében.

M. J.

AZ ACTA PHYSICA ÚJ SZÁMAI

Május végén gazdag tartalommal megjelent az *Acta Physica* III. kötetének első füzeté.

Az első cikk Marx György atommagok dilatációs rezgéseivel kapcsolatos számításait tartalmazza. A megfigyelési technika fejlődésével 20–30 MeV energia tartományban levő rezonancianívók is ismertté váltak. Ennek elméleti értelmezésénél egyes szerzők a magot összenyomhatatlan folyadékcsepnek tekintették és a gerjesztést mint a mag felületi kapilláris rezgéseit fogták fel. Marx György közölt számításaiból azonban kitűnik, hogy ilyen nagy energiánál a mag összenyomhatóságát is figyelembe kell venni és nehéz magoknál már 10 MeV alatt dilatációs rezgések is fellépnek. Sőt egyes dilatációs rezgések ebben a tartományban rezonancia jelenségre vezetnek. A γ -rezonancia helyek dilatációs rezgésként értelmezhetők, miként azt a tapasztalattal való összehasonlítás igazolja.

Selényi Pál dolgozatában egy még 1943-ban elvégzett egyszerű kísérletét ismerteti, amely a szelénegyenirányítók záróhatásának keletkezésével, ill. megszűnésével foglalkozik. Nikkelezett és krómozott vaslemezt helyezve szelénrel bevont korongok közé egyenirányíthatóság csak igen kis mértékben lép fel. Azonkívül a higanygőz is elrontja a szelénegyenirányítók záróhatását. Selényi Pál szerint a jelenségek oka, hogy vezető fémszelénid képződik az illető fém és a szelén között. Ezt a felfogást igazolja az a kísérlet, amelyben a szelénrel érintkező fém

caponlakkal bevonva (tehát szelenid képzését megakadályozva) jó egyenirányító korongokat kapott.

Nagy János dolgozatában $^{12}\text{Mg}(\alpha, n)^{14}\text{Si}$ magfolyamat gerjesztési függvényével foglalkozik. Po α -sugaraival bombázott Mg félgömböt, a keletkező neutron sugárzást, BCl_3 -gázzal töltött ionizációs kamrával mérte. A reakció 3,6 MeV α -energiánál indul, 4,53 és 4,8 MeV-nál határozott rezonanciát mutat. Meghatározta a reakció abszolút hatásfokát, amely jól egyezett Szalay és Csongor régebbi, γ -kvantumokra vonatkozó mérésével. Ebből és energetikai megfontolásokból arra következtet, hogy a reakció Mg_{25} magon következik be.

Bodó Zsolt dolgozatában beszámol lumineszkáló porok kvantumhatásfokának kolorimetrikus méréséről. Részletesen tárgyalja az általa kidolgozott kolorimetrikus módszer elméletét. A lényegében új módszer segítségével meghatározta vasat és mangánt tartalmazó willemitek, kalciumhalofoszfát és kadmiumborát foszforok kvantumhatásfokát. Lényeges eredmény az, hogy a hatásfok veszteség oka nem valamilyen nem látható emissziós sáv kisugárzása; a láthatóban ki nem sugárzott energia a lumineszkáló porban marad.

Gáspár Rezső és Kónya Albert közös dolgozatuk a HJ molekula elméletéről szól. Azon feltevessel, hogy a HJ molekula J-ionból és egy protonból áll, a korrelációs korrekcióval kibővített statisztikus atommodell alapján építik ki a HJ molekula elméletét. A statisztikus modellt a J-ionra alkalmazták, a proton jelenlétét mint perturbációt kezelik ugyancsak statisztikusan. Az elmélet alapján kiszámított disszociációs energia, magtávolság és a molekula dipolmomentuma jól egyezik a tapasztalati értékekkel. (A dipolmomentum negatív előjelűnek adódik). Az elmélet kiépítése félempirikus vagy empirikus paraméterek nélkül történik.

Nikola St. Kalitzin bolgár fizikus dolgozatában egy új magelméletet fejt ki, ami lényegében a Maxwell—Lorentz-féle elektrodinamika 6-dimenziós térben való általánosításán alapszik. (Az első négy koordináta a szokásos Minkovszki féle, az 5. és 6. pedig két valós koordináta.) Az elméletből a nukleonok spinje kiadódik, továbbá két nukleon kölcsönhatása az elmélet szerint

$$U_{AB} = [g_1 g_1^+ + g_2 g_2^+ + ff^+ \overset{\rightarrow}{\sigma}_A \overset{\rightarrow}{\sigma}_B] \frac{e^{-\eta r}}{r}$$

g, f a nukleonra jellemző állandó.

A »Rövid Közlemények« rovatban Marx György és Gáspár Rezső dolgozata szerepel.

Az elemi részek elméleti tanulmányozásánál olyan általános érvényű fizikai törvényszerűségek, mint az energia, impulzusmomentum, elektromos töltés és nukleon-töltés megmaradása nagy segítséget jelentenek. Marx György feltételezi, hogy a feles spinű részek esetleges elektronos- és mezontöltésükön kívül még egy úgynevezett fermion-töltéssel is rendelkeznek, amely a köztük létesülő kölcsönhatás erősségét meghatározza. Erre tételez fel egy újabb megmaradási tételt. Ennek segítségével nemcsak az elemi részek kölcsönhatásaira vonatkozóan rendelkezünk kielégítő ismeretekkel, hanem a kölcsönhatás erősségét megszabó csatolási állandók azonossága is magyarázatot nyert.

Röntgen- és elektronsugarak szóródásának tanulmányozásánál oly fontos atomalakfaktort a szóróatom elektron eloszlása határozza meg. Az elektroneloszlás nagyon pontosan kiszámolható a »self consistent field« módszerrel. Gáspár Rezső az úgynevezett redukált effektív magtöltés bevezetésével az atomalakfaktort olyan

alakban írja fel, ami lehetővé teszi egyes atomokra ismeretes atomalakfaktorok áttanszformálását olyan rendszámú elemekre, melyek atomalakfaktorát még nem ismerjük. A redukált effektív magtöltést megfelelő analitikus függvénnyel közelítve az atomalakfaktor analitikus alakban is felírható.

Az *Acta Physica* III. kötetének második füzeté szeptember első felében jelent meg az alábbi tartalommal:

Az első dolgozatot Selényi Pál írta. A szelén fotoelemek infravörös érzékenységet tárgyalja. Egy régebbi felismerését (a szelén elemet higanygőzzel kezelve a primérfotoáram nem változik, csak a belső ellenállás és az elem elektromotoros ereje csökken) vizsgálja meg részletesen. Közli az érzékenyítés időbeli letolását követő mérések eredményeit és az érzékenység spektrális változására vonatkozó méréseit. Ez utóbbi mérések arra a nagyjelentőségű eredményre vezettek, hogy a higanygőzzel kezelt szelén elem érzékenysége nagymértékben megnő az infravörös tartományban. Egyes példányok 1000 m μ hullámhosszúságú fényre 12-szer nagyobb fotoáramot adnak, mint a nem kezelt fényelemek. Kommerciális fotoelemeknél is sikerült higanygőzös érzékenyítéssel 10% érzékenységet elérni.

Marx György dolgozatában mozgó anizotrop dielektrikumok elektrodinamikájával foglalkozik. Az anizotrop dielektrikum polárizhatóságát kifejező anyagi egyenleteket sikerült relativisztikus alakban felírni és ennek alapján a mozgó dielektrikumok elméletét kiépíteni. Megadja az elektromágneses tér Lagrange függvényét, miből azután téregyenletek és a kvantálás alapjául szolgáló kanonikus mennyiségek is meghatározhatók. A Lagrange függvénynek g_{jk} szerinti variálásával megkapja az elektromágneses tér energia-impulzus tenzorát, anizotrop dielektrikumban. Ez lényegében az anizotrop dielektrikum Ábrahám-féle tenzorának általánosítása.

Deezy Irén, Koczás Edit és Mátrai Tibor dolgozatukban SrO molekula néhány kék sávjának rotációs analízisét ismertetik. Három sáv hullámszámaikat adják meg. Eredményeik igazolják, hogy a rotációs konstansok számítása egy elméleti formula alapján lehetséges.

Gombás Pálnak két dolgozata jelent meg ebben a számban. Elsőben szabad elektrongáz kinetikus energiájának statisztikus úton történő kiszámításával kapcsolatos vizsgálatairól számol be. Megmutatja, hogy a Fermi-féle kinetikus energia és a Weizsäcker-féle inhomogenitási korrekció egyidejű figyelembevétele (ahogy ez eddig történt a statisztikus elméletben) egy hibát eredményez. Speciális esetre kiszámítja ezt a hibát. A Fermi-féle kinetikus energia és a Weizsäcker-korrekció egyidejű figyelembevételéből származó hiba pontos meghatározása és levonása után második dolgozatában a statisztikus atommodellt fejleszti tovább. Az elektronos potenciálfeloszlás meghatározására szolgáló integrodifferenciálegyenletet levezeti. Az atom energiáját a Ritz-féle variációs eljárással számítja ki első közelítésben. Néhány korrekció bevezetésével a modell a legkönnyebb atomokra is kiterjeszthető. A számított energiaértékek a legkönnyebb atomoktól a legnehezebbekig nagyon jól egyeznek az empirikus, félempirikus és hullámmechanikai értékekkel. A maximális eltérés kisebb, mint 3%, míg az eddigi statisztikus modellekben 50%-ot is elért. Az elektronsűrűség is sokkal jobb, mint az eddigi modellekből adódó. A mag helyén végesnek adódik, a magtól nagy távolságban pedig exponenciálisan csökken a távolság növekedésével.

K. L. és N. K.

Sugárnyomás dielektrikumokban. Azt, hogy abszorbeáló vagy tükröző testre beeső fénysugár a testnek impulzust ad át, vákuumban haladó fénysugár esetére Lebegyevnek fél évszázaddal ezelőtt sikerült kimutatnia laboratóriumi kísérlet formájában. Tekintettel az impulzusátadással kapcsolatos erő kicsiny voltára, a jelenség kimutatása igen finom kísérleti technika alkalmazását tette szükségessé. R. V. Jones 1951-ben igazolni tudta a sugárnyomás létezését dielektromos folyadékból beeső sugárzás esetére is. Vízrel, etiléterrel etilalkohollal, xilénrel, benzénnel, nitrobenzénnel és szénkénnel végzett mérései szerint a dielektrikumban lévő testre ható sugárnyomás és azonos fényintenzitás mellett vákuumban lévő testreható sugárnyomás viszonya 3–4%-os hibán belül a dielektromos folyadék törésmutatójával egyenlő. Ez a kísérleti eredmény összhangban áll az elméleti úton adódó összefüggéssel. (Uszpehi Fiz. Nauk 1951., Nature 167. 439. 1951.) M. Gy.

A Földünkön kívülről érkező rádióhullámok eredetéről. G. G. Hetmanzev szovjet fizikus a Tejútrendszer egyes területeiről Földünkre érkező, sokak által észlelt rádiófrekvenciás elektromágneses sugárzás eredetére vonatkozólag a következő elképzelést állította fel: A csillagok közt nagy számban jelenlévő szabad elektronok az állócsillagok és a csillagok közti kozmikus porfelhők mágneses terén áthaladva számottevő eltérést szenvednek. E közben bocsátják ki a kérdéses elektromágneses sugárzást. Az elmélet a sugárzás frekvenciaspektrumára a tapasztalattal kvalitatíven egyező eredményt szolgáltat. (Dokladi Ak. Nauk SzSzsZr. 83. 557. 1952.) M. Gy.

Elektromágneses hullámsomagok mozgása. P. V. Szerebrjanij egy dolgozatában teljesen általános alakú elektromágneses (azaz fény-) hullámsomagok mozgását vizsgálja a klasszikus elektrodinamika alapján. Általánosan kimutatja azt a speciális esetekben megismert tényt, hogy a hullámsomag tömegközéppontja állandó sebességgel mozog, ez a sebesség azonban kisebb, mint a Maxwell-egyenletekben szereplő c . (Egyenlőség csak végtelen kiterjedésű síkhullámoknál állana fenn). A hullámsomag E teljes energiája, P impulzusa és a tömegközéppont v sebessége között fennáll a következő összefüggés:

$$v = Pc^2/E.$$

Ez azt jelenti, hogy a hullámsomag ugyanolyan sebességgel mozog, mint egy vele egyenlő energiájú és impulzusú anyagi részecske. Mivel általában

$$P^2 - E^2/c^2 < 0,$$

a hullámsomaghoz véges nyugalmi tömeg is rendelhető, tehát a hullámsomag több szempontból egy részecske dinamikai sajátosságait mutatja. Ezzel szemben áll az az eredmény, hogy a hullámsomag — a végtelen síkhullám esetét kizárva — mindig szétfolyik, a hullámsomag szélessége az időben kvadratikusan növekszik. Ez utóbbi diszpergáló közegben is igaz. (Zsurnal Ekszp. Teor. Fiz. 20. 1131. 1950.) M. Gy.

Koincideneciák észlelése oszcillográffal. Vlagyinszkij és Trebakovszkij a következő mérőberendezést írják le: Geiger—Müller-számlálócsövek anód-impulzusai egy késleltető művonalon egymásra következő tagjaihoz kapcsolódnak. A lezáró ellenálláshoz tehát a különböző csövekből jövő impulzusok különböző utak befutása után érkeznek meg, különböző időtartamokat késnek. Koincidáló impulzusok ezek szerint időben eltolva érkeznek a vonal lezáró ellenállására. Az itt megjelenő impulzust oszcillográfra kapcsolva és lefénnyképezve könnyen megállapítható, hogy mely számlálócsövek közt következett be a koincidencia. (Zsurnal Ekszp. Teor. Fiz. 21. 663. 1951.) K. L.

Újabb eredmények a magerő-kutatásban. Yukawa eredeti feltevése szerint a két nukleon közt ható erő, mely a mezonter közvetítésével jön létre, csak a két nukleon távolságától függ. A pontosabb vizsgálat megmutatta, hogy ez az elképzelés nem tudja megmagyarázni a magerők telitődési jellegét, azt, hogy egyensúlyi helyzetben az atommagot alkotó részecskék 10–13 cm-nél távolabb helyezkednek el egymástól. Ez vezetett el ahhoz a feltevéshez, hogy az atommagerők a részecskék távolságán kívül azok spinjétől is függő, ú. n. »kicsérlődési erők«. Így a telitési jelleg magyarázatot nyert, viszont a kicsérlődési jelleg a nagyenergiájú szórás-kísérletekkel nem állt összhangban. Úgy látszott, hogy nem sikerül olyan erő kifejezést találni a Yukawa-féle mezonelmélet keretében, mely mind a telitődést, mind a szórás-kísérletek eredményét, mind a magerők észlelt nemcentrális jellegét megmagyarázza. Ezért látszik komoly eredménynek, hogy Maurice M. Lévynek sikerült a mezonelméletnek olyan változatát kidolgozni, mely a megfigyelt jelenségeket egységesen magyarázza. Lévy szerint a magerőket pszeudoskalár potenciállal leírható mezonter közvetíti. A nukleonoknak mezonter-keltő hatását egy pszeudoskalár sűrűségfüggvény írja le. A Lévy-potenciál szerint a magerők erős sebességgfüggést mutatnak. Másik jellegzetesség, hogy az erős kölcsönhatás miatt a magasabb közelítések nem hanyagolhatók el, ezért a nehezebb atommagokban a többtest-erőknek lényeges szerep jut. Ezek magyarázzák a telitődés létrejöttét. A magasabb közelítések használata miatt a gyakorlati számítások igen hosszadalmasak, ezért bizonyos időbe fog betelni, míg a Lévy-potenciál használhatóságát minden problémánál kipróbálják. (Phys. Rev. 88. 725. 1952.) M. Gy.

β -sugárzó atomok által kibocsátott könnyű pozitív részecskék. β -sugarak Wilson-kamrában történő megfigyelése közben többen (Szkobelcin, Scherrer és társai, McCusker, Smith és Groetzing stb.) találtak olyan pozitív részecskékre való nyomokat, melyeket nem lehet azonosítani az ismert részecsketípusok egyikével sem. Nem lehet szó párképződésből származó pozitronokról, mert az említett részecskék RaE -nél és P^{22} -nél is fellépnek, amelyek bomlása során 1 MeV-nál nagyobb energiájú γ -kvantumok nem keletkeznek. Nem figyelhető meg a pozitronokra jellemző megsemmisülési sugárzás sem. A mágneses térben való elhajlás mértéke sem egyeztethető össze a pozitron-feltevessel, mert az túlságosan nagy kinetikus energiát adna. A pozitív részecskék és a β -elektronok gyakoriságának aránya $10^{-3} - 10^{-3}$, az az arány növekszik, ha a β -forrás előtt valamilyen abszorbens áll. Scherrer és társai azt tételezték fel, hogy ezek a részecskék könnyebbek a pozitronoknál, ezért nagyobb az áthatoló képességük, mint az az azonos pályagörbületet mutató pozitronoknál várható volna. Smith és Groetzingert viszont Al -fólián mért áthatoló képességből találták, hogy a részecskék áthatoló képessége kétszeres pozitron-tömeggel magyarázható. Szerintük a pozitív részecskék semleges részek bomlástermékei. Alichanov mérése azt mutatta, hogy a $Th(C'' + C''')$ és RaC'' γ -sugarai által keltett pozitronok energiaspektrumában is található egy olyan rész, mely nem magyarázható párképződéssel vagy elektronszóródással, hanem csak valamilyen más jelenség feltételezésével. Érdekes még Vieira eredménye: $Ra(D + E + F)$ készítmény sugárzását mágneses elterítés után fotoemulzióval észlelte. A folytonos β -spektrum mellett a direkt nyaláb két oldalán, teljesen szimmetrikus helyzetben pozitív és negatív részecskékre való sávokat talált. Pozitron-elektron-párokról nem lehet itt szó, mert a mért eltérés csak 9 MeV-os γ -kvantum párkeltésével volna magyarázható, ilyen nagy energiájú sugárzás ezeknél az atomoknál nincs. A részecskék eredetének és tulajdonságainak felderítéséhez kívánatos volna ólomabszorbensekben való áthatoló képességük részletes vizsgálata. (Acta Physica Austriaca 1952.) K. L.

FIZIKAI SZEMLE

Az
Eötvös Loránd
Fizikai Társulat
Lapja

TARTALOMJEGYZÉK:

L. Infeld: Copernicus hatása a gravitáció elméletének fejlődésére

*Földes István
Herczeg Tibor:* A bolygók keletkezése (Folytatás)

Mátrai Tibor: A spektroszkópia fejlődése hazánkban a felszabadulás óta

Kedves Miklós: Fénytörés és egyéb jelenségek üvegcsőben

*Tarján Imre
Voszka Rudolf:* Néhány kísérlet a Rayleigh-féle szórással kapcsolatban

A KÖZÉPISKOLAI TANÁR
LABORATÓRIUMÁBÓL

Tóth Lajos: Henger és gömb legördülése a lejtőn

LEVÉL A SZERKESZTŐHÖZ

EGYESÜLETI ÉLET

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

KÖNYVSZEMLE

A FIZIKAI SZEMLE III. ÉVFOLYAMÁNAK
TARTALOMJEGYZÉKE



Felelős szerkesztő: Szamosi Géza

Szerkesztőbizottság:

**Csekő Árpád, Faragó Péter, Gáspár Rezső, Kocsis László, Marx György, Szamosi Géza,
Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Vermes Miklós**

Szerkesztőbizottság titkára: Turiné Frank Zsuzsa

Szerkesztőség: Budapest, V., Reáltanoda-utca 13—15. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő: 187-423

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó Budapest, V., Alkotmány-utca 21.
Távbeszélő: 111-010 *

Felelős kiadó: Mestyán János

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat
Budapest, V., József nádor-tér 1. Telefon: 180-850

Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat József nádor-tér 1, üzlethelyiség. Telefon: 183-022

Előfizetés egy évre 30,—, félévre 15,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft

Megjelenik évente hatszor

ОГЛАВЛЕНИЕ

Л. Инфельд: Влияние Коперника на развитие теории тяготения

И. Фёльдеш — Т. Герцег: Возникновение планет

Т. Матраи: Спектроскопия

М. Кедвеш: Явления в стеклянных трубах

И. Тарян — Р. Воска: Эксперименты по релеевскому рассеянию

Из лаборатории учителя средней школы

Л. Тот: Катание цилиндра и шара на наклонной плоскости

Из жизни общества физиков

Из успехов физических наук

Предметный указатель 1—6-го выпусков III-го тома

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

III. évfolyam

6. szám

1953 december

Copernicus hatása a gravitáció elméletének fejlődésére*

A tudomány fejlődése elválaszthatatlanul összefonódott a tévedések, babonák, elavult nézetek ellen folytatott harccal. Ha a reneszánszról, újkori világról, a természetről alkotott új felfogásról beszélünk, akkor az újkori világfelfogása alatt az antik görög kultúrához való kapcsolódást, de egyszersmind az antik nézetek ellen vívott harcot is értenünk kell.

Vessük fel a kérdést: melyek voltak azok a tévedések, azok a régi előítéletek, amelyekkel az új tudománynak meg kellett küzdenie.

Három alapvető tévedésről beszélhetünk. Az első téves nézet Ptolemaiosz elképzelése volt, mely szerint a Föld az univerzum középpontja és a Nap, a bolygók körülötte keringenek.

A második tévedés az volt, hogy az ideális mozgás a körmozgás. Eszerint a bolygók csodálatosan tökéletes módon köralakú pályán mozognak, vagy mozgásuk egyenletes körmozgásokból tevődik össze.

A harmadik Aristoteles idejéből származó, talán legmélyebb tévedés a mozgás létrejöttével volt kapcsolatos. Azt tartották, hogy a sebesség és nem a gyorsulás az a mennyiség, mely közvetlen kapcsolatban van a ható erővel. Minél sebesebben mozog a test, annál nagyobb erőnek kell reá hatnia.

Mindig az első lépés a legfontosabb. Ezt az első lépést tette meg Copernicus, ez vezetett el Ptolemaiosz rendszerétől a heliocentrikus rendszerhez. Ez volt a világegyetemben folyó nagy utazásunk első lépése. Ma utunk a távoli spirálködök közt vezet. Mindez azáltal vált lehetővé, hogy Copernicus megtette az első lépést, azt a fontos lépést, amelynek megtételéhez volt szükség a legnagyobb bátorságra.

Előadásomban nem csak Copernicus nagyságáról szeretnék beszélni, hanem még inkább a tudomány későbbi fejlődésére gyakorolt befolyásáról. Ezért érdemel figyelmet, hogy Copernicus kiváló bátorságával és tudományos fantáziájával kijavította az első tévedést, de ezt (legalább is részben)

azért tette, mert mélyen hitt a második tévedésben, abban, hogy a bolygóknak egyenletes sebességgel körpályán kell mozogniuk, mert ez a tökéletes mozgás. Valóban, — Copernicus így gondolta, — csak ha elfogadjuk a heliocentrikus rendszert, csak akkor juthatunk arra az eredményre, hogy a bolygók mozgása kör mentén történik.

70 évvel Copernicus halála után Kepler megszüntette a második tévedést. Kepler sorsa szerencsétlen volt, szegénységben élt, noha császári asztrológus volt Prágában. Jövendőmondásból élt, az asztrológiát használta, amelyben nem hitt. Mindnyájan tudjuk Kepler három tételét. Ezek a törvények unalmasnak és komplikáltak tűnnek mindaddig, amíg meg nem ismerjük azokat a viszonyokat, melyek közt felfedezték őket.

Kepler volt az első, aki megértette, hogy a bolygók nem köralakú pályákon mozognak, hanem ellipsziseken. A három tétel közül ez volt az első, amelyet Tycho de Brache megfigyelései alapján Kepler felismert. Engedjék meg, hogy e helyen néhány mondatot idézzek, amelyet Kepler *»Az univerzum harmóniája«* című munkájában 1619-ben írt nagy felfedezéséről. *»Megmutattam, hogy a bolygó pályája ellipszis és a Nap az ellipszis fókuszában van. Ez az a probléma, melynek Tycho de Bracheval együtt életem legnagyobb részét szenteltem. Most már semmi nem tarthat vissza. Alea iacta est, a könyv készen van. Nem törődöm vele, hogy most olvassák-e, vagy csak az utókor érti meg. Várhatok évszázadokat az olvasóra, ha az Ur 6000 évet várt a felfedezőre.«*

Copernicus és Kepler egy korszakot zártak le a csillagászat fejlődésében, a jelenségek leírásának a korszakát. Az asztronómia történeti fejlődését vizsgálva két periódust kell megkülönböztetnünk: az első szakasz a leírás, a második, fontosabb az előrelátás szakasza. A mechanika is két főfejezetre bontható. Első a kinematika, amely a mozgás leírásával foglalkozik. E célból a kinematikában a sebességnek, a gyorsulásnak és mindenekelőtt a helynek, mint az idő függvényének a fogalmát használjuk. A második fejezet

* Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat és az Országos Béketanács által közösen rendezett Copernicus-emlékünnepeken elhangzott előadás.

a dinamika, itt már előre ki tudjuk számítani a mozgás jövődő lefolyását.

A bolygók mozgásának vizsgálatánál a csillagászatban a leírás szakasza nem választható el élesen az előrelátás szakaszától. Ennek magyarázata egyszerűen az, hogy a bolygómozgásnál leírás részben jóslást is jelent, hiszen a mozgás periódikus. A mozgás jövő lefolyása itt előre látható a leírás alapján.

Az a nagy lépés, mely a jelenségek előrelátásának szakaszát nyitja meg, a harmadik előítélet ellen folytatott harccal forrt össze. A régi felfogás szerint az erő fogalma a sebesség fogalmához kapcsolódik. A siker e téren Galilei és Newton nevéhez fűződik. Az általuk felállított törvényekből értjük meg, hogy az erő a gyorsuláshoz, ehhez a sebességhez képest nagyon nehéz fogalomhoz kapcsolandó.

Ez a felismerés gyökeres fordulatot jelentett a bolygók mozgásának problémájában. Tegyük fel, hogy egy bolygó mozgása kör vagy ellipszis mentén történik. A régi elképzelés szerint egy érintő irányában ható erőt kellene feltételeznünk, ha az erőt a sebességgel vesszük arányosnak. Azt kell gondolnunk, hogy valamilyen erő a bolygót a Nap körül való mozgásra kényszeríti, ez az erő az érintő irányában hat.

De abban a pillanatban, mikor gyökeresen szakítunk az antik felfogással, megértve azt, hogy az erő a gyorsulással kapcsolatos, akkor hirtelen felismerjük azt is, hogy az erőnek a Nap felé kell irányulnia. Ez valóban nagy felfedezés.

Galilei és Newton mechanikájából tehát következik, hogy az erő a bolygóktól a Nap felé irányul. Newton a mozgástörvényeket nemcsak megalkotta, hanem megértette azt is, hogy a kő mozgását a földre estében, a Hold mozgását a Föld körül, a Föld mozgását a Nap körül, minden egyes bolygó mozgását egyetlen törvény kormányozza, egyetlen egyszerű törvény, a gravitáció törvénye: az erő arányos a tömeggel és fordítva arányos a távolság négyzetével.

Egy nagy diadalnak vagyunk itt tanui, amelyik időről időre megismétlődik a tudomány történetében. Newton egyszerű törvényéből következik Kepler bonyolult — talán mesterkéltnek gondolható — három tétele. Nehéz azokat önmagukban megérteni, nem lehet tudni, miért az ellipszis nagytengelyének harmadik hatványának és a keringési idő négyzetének aránya állandó és nem a hatványoknak valamilyen más kombinációja. Keplernek mindezen tételei következnek egyetlen egyszerű törvényből, Newton gravitációs törvényéből. Gyakran előfordul, hogy egyesek, akik nem fizikusok, nem értik meg, mi az egyszerűség. Az egyszerűség a természet leírásában nem azt jelenti, hogy egyre népszerűbb, egyre érthetőbbé és egyre konkrétábbá válik a leírásunk. A tudomány nem ebben az irányban fejlődik. A valóságot egyre jobban és jobban, egyre pontosabban írjuk le. A dolgok mélyebb megértéséhez

jutunk el, mert feltevéseink egyszerűsödnek, de az elmélettől a megfigyelésig vezető út egyre hosszabbá és absztraktabbá válik.

Tekintsük Kepler tételeinek példáját. Ismerjük Tycho de Brache megfigyeléseit és Kepler tételeit, melyek ezekre a megfigyelésekre épültek: ez az első lépés. Ezután jött a második, fontosabb lépés: a jelenségek előrelátása. Kiderült, hogy létezik egyetlen törvény, melyet Newton fedezett fel. Ebből a Newton-féle törvényből meglehetősen bonyolult matematikai gondolatmenettel következik Kepler mindhárom tétele. Így a következő választás áll előttünk: vagy emlékezetünkbe vesszük Kepler tételeit, vagy ha nem akarjuk terhelni memóriánkat, csak Newton törvényét tanuljuk meg és ebből vezetjük le Kepler három tételét. Aki szívesebben tanul valamit kívülről, Kepler tételeit fogja választani, de aki inkább szeretet gondolkozni, a Newton-féle törvényt részesíti előnyben. A fizikusnak azok közé kell tartoznia, akik inkább gondolkoznak. Ezért hiszek benne, hogy az jelent fejlődést, ha egyre több és több ismeretet nyerhetünk dedukció útján. Minél egyszerűbbek feltevéseink, annál sikeresebb a tudomány.

Ez még nem minden. Kepler tételei csak meghatározott speciális viszonyok mellett érvényesek. Fel kell tételezni, hogy a Nap tömege sokkal nagyobb a bolygók tömegénél. Ha a Nap tömege a bolygókéval összehasonlítható volna, a tételek érvényüket veszítenék. Newton elmélete adja meg az általános törvényszerűséget, Kepler tételeit csak jó közelítéseknek, de csak közelítéseknek tekinthetjük. Kepler tételei nem csak következmények, hanem közelítései az exaktabb törvényszerűségeknek, melyeket Newton elmélete fogalmazott meg és amely a természet mélyebb és jobb leírását adja.

Meg szeretném vizsgálni, miként függ össze Newton és Galilei elmélete Copernicus felfedezésével. Newton elmélete érvényes egy bizonyos rendszerben, bizonyos esetekben, így pl. ebben az előadóteremben. Ha egy kis golyót meglökök egy sima asztalon, akkor a golyó, miután magára hagytuk, gyakorlatilag egyenes mozgást fog végezni, megfelelően a tehetetlenség elvének. Ha az asztal még simább volna, a golyó még tovább mozogna. Ez a terem így helyes vonatkoztatási rendszernek bizonyul, mert lehetővé teszi, hogy igazoljuk Newton tehetetlenségi törvényét, a dinamika ezen legegyszerűbb tételét. Képzeljük most el, hogy ez a terem forogni kezd egy tengely körül. Ekkor tudjuk, hogy a golyó igitkezni fog olyan messze ϵ távozni a tengelytől, amennyire csak lehetséges. Így a terem, ha gyorsan forogna, nem volna alkalmas vonatkoztatási rendszer, Newton törvényei nem volna érvényesek abban az alakban, ahogy Newton megalkotta azokat. Látjuk tehát, hogy Newton axiómái csak bizonyos vonatkoztatási rendszerekben érvényesek. Nem alkalmazhatók egy forgó korongon, különösen ha az sebesen forog. És ezért

nem használhatók Földünkön sem, amelyik — Copernikus felismerése szerint — forog. Azokat a vonatkoztatási rendszereket, ahol Newton mozgástörvényei érvényesek, inerciarendszereknek nevezzük. Copernicus felfedezésének nagy értéke a Newton-féle dinamika szempontjából abban áll, hogy a Naphoz kapcsolt vonatkoztatási rendszer, amelyet Copernicus használt és amelyet copernicusi rendszernek nevezünk, sokkal inkább inerciális, mint a Föld vonatkoztatási rendszere. Márpedig Newton gravitációs törvénye inerciarendszerre vonatkozik, csak így dedukálható belőle, hogy a bolygók ellipszispályán mozognak, így dedukálhatók Kepler törvényei és sok más összefüggés. A Naphoz rögzített vonatkoztatási rendszer még sem tekinthető ideális inerciarendszernek. Tudjuk ugyanis a csillagászatból, hogy a Naprendszer forog, mert a Tejútrendszer forog. És itt eljutottunk a Newton-féle mechanika leggyöngébb pontjához. Az inerciarendszer idealizálás, nem létezik a valóságban, nem létezik az univerzumban. Copernicus felfedezésének nagysága éppen abban a körülményben rejlik, hogy a copernicusi rendszer legalább összehasonlíthatatlanul jobb közelítése az ideális inerciarendszernek, mint a Földhöz rögzített koordináta-rendszer.

Befejezésül megjegyzem, hogy a Naprendszer tömegközéppontja alkalmasabb inerciarendszer kezdőpontjával, mint maga a Nap. Ha copernicusi rendszert említünk, a Naprendszer tömegközéppontjához rögzített koordináta-rendszerre fogok gondolni.

Copernicus igazi nagyságát csak akkor érthetjük meg, ha megismerjük a kor társadalmi »éghajlatát«. Copernicus elmélete csak nagyon nehezen talált követőkre. Hosszú időn keresztül gúny és nevetség tárgya volt. A copernicusi elmélet hatalmas ellenségei közt első helyen a katolikus egyház állt.

Copernicus meghalt művének, a *»De Revolutionibus«*-nak kinyomtatása után. A könyv első példányát halálos ágyán kapta kézhez. Nem lehetett igazi részese a tudománytörténet ezen nagy fordulatainak.

Giordano Bruno máglyán halt meg, mert hitt Copernicus elméletében. Galilei 70 éves volt, amikor az inkvizíció vádat emelt ellene hamis tanok hirdetése miatt. Nem értve egyet vádlóival, hajtott térdet az egyházi hatalmasságok előtt és esküdött meg arra, hogy a jövőben mindig követni fogja az egyház tanításait. Idézem Galilei esküjének lerövidített szövegét:

»En Galileo Galilei, fia néhai Vincensio Galilei-nek, firenzei származású, 70 éves, térdet hajtok Önök előtt, a katolikus egyház legnemesebb és legkiválóbb biborosai és inkvizitorai előtt, kezeimet a Szentírásra helyezem és esküszöm, hogy mindig hittem és Isten segédelmével a jövőben is hinni fogok minden hitcikkelyben, amelyet a Római Egyház tanít. A jövőben sem nem mondok, sem nem írok olyant, ami megbotránkoztat kelthet. Ha a jövőben

bármilyen eretnokség vagy annak gyanúja tudomásomra jut, jelentést teszek róla a Szent Inkvizíció előtt.«

Mindez 1633 június 26-án történt. Mindnyáján ismerjük a hagyományt, mely szerint Galilei esküjét befejezve, így kiáltott fel: *»Eppur si muove!«* (»És mégis mozog!«) Ez nem történt meg. Galilei ezt soha nem mondta, de érdekes, hogy ilyen legenda megszülethetett, megszületett egyszerű emberek között. Az emberek azt kívánják látni, hogy tudósaiik olyan férfiak, akiknek mindig van bátorságuk az igazság megvalósására. Ezért ez csodálatosan szép legenda.

Előadásom utolsó fejezetéhez érkeztem. Azzal a periódussal fogok most foglalkozni, amelyik a gravitáció problémáját új megvilágításba helyezte. A relativitáselméletéről lesz szó.

Úgy hiszem, hogy amiket a relativitáselmétről és annak a gravitáció problémájára való alkalmazásáról mondani fogok, olyan dolgok, amelyekben minden fizikus egyetért. Megpróbálom ezeket olyan formában és tartalommal előadni, amely megegyezésben van a dialektikus materializmussal. Hogy ezt megtehessem, egy distinkciót kell tennem. Különbséget kell tenni a fizikai törvények vizsgálatánál két szempont: a matematikai és a fizikai szempont között.

Mit értünk ez alatt? Tekintsük például az egyszerű rezgőmozgást, amelyet a rezgésegyenlet néven ismert differenciálegyenlet ír le. A fizikában gyakran előfordul, hogy ugyanaz az egyenlet, ugyanazon matematikai struktúrával sok különböző jelenség leírását adja. A rezgésegyenlet írja le az inga lengését, a húr rezgéseit, a váltóáramkörben a feszültségváltozást, az elektron mozgását az atomban. Ezek teljesen különböző jelenségek, mindazonáltal azon egyenletek matematikai struktúrája, melyek ezeket a jelenségeket leírják, azonos. Röviden szólva, a valóság különböző részeit ugyanazon matematikai struktúrájú egyenlettel írhatjuk le és éppen ezért éles különbséget kell tennünk matematikai forma és fizikai jelentés között. A fizikai jelentés csak akkor nyilatkozik meg, ha a szimbolumokat bizonyos fizikai sajátságokkal ruházzuk fel, ha összekapcsoljuk azokat a valósággal. Ez az összekapcsolás nagyon lényeges. Csak ha ez megvan, akkor írja le az elmélet a valóság egy részét.

Egy jó és sikeres elmélet nem fényűzés, nem csak a felfedező tudósok egy elképzelése. Az elméletet éppen azért fogadják el, mert sikeres. Mit jelent ez? Azt, hogy az elméletet megszünteti a nehézségeket és a kísérleti anyag szélesebb körét értelmezi, mint a régebbi elképzelések.

Nem helyes azt mondani, hogy Newton elmélete hibás. A Newton-féle elmélet igaz. De a jelenségek köre, melyet az elmélet magyaráz, korlátolt. A relativitáselmélet mélyebben, jobban írja le a valóságot, mint a newtoni teória. A relativitáselmélet azért mondható sikeresnek, mert megmagyaráz minden olyan jelenséget, melyet

Newton elmélete megmagyarázott és néhány olyan más megfigyelést is, mit Newton értelmezni nem tudott.

Miben áll itt a haladás és hogyan viszonylik a relativitás elmélete Copernicus nagy felfedezéséhez?

Newton elméletének matematikai felépítésében egy kitüntetett koordináta-rendszer fellép. A relativitáselmélet logikai szempontból egyszerűbb, mert az elmélet matematikai megfogalmazása nem tüntet ki egyetlen rendszert sem, a ptolemaioszi rendszert nem emeli ki vagy szorítja hátrébe a heliocentrikus rendszerrel szemben.

Amikor konkrét fizikai folyamatok leírásával foglalkozunk, nem nélkülözhetjük a koordináta-rendszer használatát. Ez egyszerűen belátható. Minden elméletben vannak bizonyos felvetett kérdések, minden elméletnek célja ilyen kérdések megválaszolása és ezáltal a természet leírása. Melyek azok a kérdések amiket a relativitáselméletnek meg kell válaszolnia? Két példát mondok.

Az első példa: Mi a különbség a bolygómozgásban a relativitáselmélet és a Newton-féle elmélet adta leírás közt?

Ebből az egyszerű példából megláthatjuk, hogy választ akkor tudunk adni, ha mind a két esetben a copernicuszi rendszert használjuk. Ez fizikai probléma. Az elmélet matematikai felépítésében egy rendszer sincs kitüntetve, de ha a valóságot vizsgáljuk, a copernicuszi rendszert kell használni, mert így írható le a valóság. Ezek szerint a copernicuszi rendszer határozott formában megjelenik a relativitáselmélet konkrét számításaiban is, de hiányzik annak matematikai felépítéséből. Ha azt vizsgáljuk, mi a newtoni és relativisztikus eredmények közt az eltérés, ugyanazt a koordináta-rendszert kell használnunk mindkét esetben. (A Newton-féle elméletben a Nap vonatkoztatási rendszere mindössze úgy lép fel, mint az inerciarendszernek a földi rendszernél jobb közelítése. Az általános relativitáselméletben az inerciarendszer fogalma meg sem jelenik, csak a copernicuszi rendszer.) A Newton-féle dinamika szerint a Merkúr bolygó a Nap körül ellipszispályán mozog. A relativitáselmélet azt mondja, igen ez valóban így van. Az ellipszis azonban nagyon lassan, évszázadonként 42 másodpercet elfordul. Ez az úgynevezett perihélium-mozgás, melyet nem csak a Merkurnál, hanem a Vénusz és a Föld esetében is megtaláltak.

Térjünk át a másik kérdésre: a kettőscsillag problémájára, az úgynevezett kettétest-problémára. Newtonnál e probléma megoldása olyan könnyű, vagy olyan nehéz, amilyen az egytest-problémáé. A relativitáselméletben azonban a kettétest-probléma megoldása összehasonlíthatatlanul nehezebb feladat, mint az egytest-problémáé, a nagy tömegű Nap körül keringő kistömegű bolygóé.

Amikor 1936-ban Princetownba érkeztem, Einstein már 15 éve gondolkodott a problémán. Ezután bizonyos megszakításokkal 12 évig dolgoztunk a megoldáson Einsteinnel együtt. A problémán dolgozott Fok is tanítványaival a Szovjetunióban hosszú éveken keresztül. Az a kérdés, mi a különbség a keringés lefolyásában két test esetén a relativitáselméletet és a newtoni mechanika tárgyalásmódja szerint. Ismét ugyanazt a koordináta-rendszert kell használnunk, a két test tömegközéppontjához rögzített copernicuszi rendszert. A válasz megint az, hogy ebben a vonatkoztatási rendszerben a relativitáselmélet newtoni mozgást ad, de hozzá még a perihélium elmozdulását.

Előadásom végéhez közeledem. Megpróbáltam leírni három periódust. Az első a leírás periódusa, Copernicus és Kepler korszaka. A második a jelenségek előrelátásáé, Galilei és Newton elméleté. A harmadik periódust a relativitáselmélet jelenti.

Lagrange azt mondta Newtonról, hogy nem csak a legnagyobb, hanem a legszerencsésebb is volt a tudósok között, mert az univerzum tudománya csak egyszer alkotható meg és Newton volt az, aki azt megalkotta. Ez a szép mondas azt hiszem, nem helytálló. A tudomány további haladása megmutatta, hogy a tudomány többször teremthet új, jobb elméletet, megmutatta, hogy a tudomány evolúciójával és revolúciójával folyton változik és fejlődik.

Helyesebb azt mondani, hogy Copernicus nemcsak a legnagyobb, hanem a legszerencsésebb is volt a csillagászok között, mert az univerzum tudományos vizsgálata csak egyszer kezdhető meg és Copernicus, a nagy lengyel csillagász volt, aki az első lépést megtette.

Leopold Infeld

Egyetemi Elméleti Fizikai Intézet, Varsó

A bolygók keletkezése

(O. J. Smidt kozmogóniai elmélete)

(Második, befejező közlemény)

5.

Áttekintve Naprendszerünknek Smidt akadémikus által felvetett fejlődésmenetét, feladatunk az elmélet ellenőrzése maradt a megfigyelt adatok alapján. Vagyis meg kell vizsgálnunk azt a kérdést, hogy a meteorit-hipotézis alapján milyen mértékben magyarázhatók meg a Naprendszer különböző szerkezeti tulajdonságai.

Vegyük sorra ezeket. A most következő megfontolások olyan természetűek, hogy matematikai oldaluk az eddigieknél jobban megmutatható még egy ilyen rövid, vázlatos ismertetés keretén belül is.

Azt már láttuk, hogy a Smidt-elmélet alapján a legtermészetesebb módon oldódik meg a tömeg és az impulzusnyomaték paradox eloszlásának megmagyarázásában rejlő régi nehézség. Láttuk azt is, hogy a raj fejlődése során szükségképpen kialakul az a helyzet, hogy a bolygók közel egy síkban, körhöz közelálló pályán és egy irányban keringenek a Nap körül. Ezek a megállapítások önmagukban véve is jelentős érveket szolgáltatnak az elmélet javára és már ezek az érvek is biztosítják az elmélet fölényét a legtöbb eddig kialakult bolygókozmozgóniai elmélettel szemben. De a meteorit-hipotézis a rendszernek még további strukturális tulajdonságait tudja kitűnően magyarázni, minden ad hoc feltevés bekapcsolása nélkül.

A bolygórendszer további, nyilván alapvető törvényszerűsége a *bolygók Naptól mért távolságaiban* mutatkozó szabályszerűség. Régebben ezt a Titius—Bode-féle empirikus szabállyal kísérelték meg kifejezni. A bolygópályák fél-nagytengegyének megfigyelt értékei ugyanis, ha a Földet egységnek vesszük, a Merkurtól a Plutóig rendre: 0,4; 0,7; 1,0; 1,5; 5,2; 9,5; 19,2; 30,1; 39,5; a többnyire a Mars és a Jupiter között keringő kisbolygókra ez az érték átlagosan 2,7 körül van. Ennek a sorozatnak tagjai valóban meglehetősen jól előállíthatók a $0,4 + 0,3 \cdot 2^n$ sorozattal, ahol $n = -\infty$ a Merkurról és 1,2, ..., 9 sorban a többi bolygóra, a Vénustól a Plutóig, beleértve egyetlen külön bolygóként is a kisbolygókat is. Az ilyen módon adódó számok: 0,4; 0,7; 1,0; 1,6; 2,8; 5,2; 10,0; 19,6; 38,8; 77,2 csak a Neptunusz és Plutó távolságánál nem válnak be, de itt erősen eltérnek a tényleges értékektől. ezért a most kifejtett »törvényt« az utóbbi időben általában már csak mnemotechnikai jelentősége miatt tartották számon.

A Weizsäcker-féle elmélet, alkalmasint elég durva közelítésként, a bolygótávolságokat geometriai haladvány szerint növekvőnek veszi, és ezt sikerült is ennek az elméletnek indokolnia.

A többi kozmogóniai elmélet még csak meg sem próbálta ezt a kérdést érdemleges módon közelíteni. Ennek a Weizsäcker-féle proposíciónak, csakúgy, mint a Bode-félenek, eltekintve a megkövetelhető egyezések kevéssé meggyőző voltától, megvan az a hátránya is, hogy nem tükrözi vissza a bolygók tömeg, méretek és tengelyforgás szerint való, először A. Humboldt által hangsúlyozott két csoportba oszlását. (Merkur, Vénusz, Föld, Mars: a kisebb, »földszerű« bolygók csoportja, illetve Jupiter, Szaturnusz, Uránusz, Neptunusz: az óriásbolygók csoportja). A helyzet tehát a 40-es évek elejéig az volt, hogy eltekintve egyes nagyon is közelítő jellegű proposícióktól, mint a Bode- vagy Weizsäcker-féle, a bolygópályák méreteiben nyilván megmutatkozó szabályszerűséget még megnyugtató módon megfogalmazni sem sikerült, nem is beszélve azok kozmogóniai megmagyarázásáról.

A Smidt-elmélet mindkét feladatot megoldotta. Könnyen belátható ugyanis, hogy a növekedési folyamat maga — az impulzusmomentum bizonyos adott eloszlásai mellett — szükségszerűen elrendezi a bolygókat a Nap körül, a momentumok eloszlása az eredeti rajban determinálja a bolygótávolságok eloszlását. Így Smidt kozmogóniai megfontolásaiból mindjárt adódik a bolygópályák eloszlásának régóta keresett törvényszerűsége is.

A Nap körül keringő raj részecskéi ugyanis különböző fajlagos (tömegegységre vonatkoztatott) impulzusnyomatékkal rendelkeznek. Mármost két szomszédos növekvő bolygómag, ha elég közel van egymáshoz, akkor egyesül. Ha ez nem következik be, akkor viszont a raj azon részeit, amelyek legalább pályájuk egy szakaszán a két mag között mozognak, hamarosan kimerítik. Így aztán a belső, Naphoz közelebbi mag elsősorban a pályáján belüli, a másik, a külső, pedig a pályáján kívül keringő részecskékből fog gyarapodni, ami azt jelenti, hogy a belső mag fajlagos nyomatéka csökkenni, a külsőé növekedni fog, végeredményben tehát a két mag eltávolodik egymástól, pontosabban, pályáik méretei egyre inkább különböznek lesznek. Ily módon a Naprendszer méreteit, a bolygók eloszlását végeredményben a növekedési folyamat során a fajlagos impulzusnyomaték eloszlása fogja kialakítani.

A számítások egyszerűbbé tétele végett Smidt abból indult ki, hogy az egyes bolygók növekedésben lévő magjai *elsősorban* azokból a részecskékből gyarapodtak, amelyeknek fajlagos impulzusnyomatéka a bolygómag fajlagos momentumától a »legkevésbé« különbözik, adott értéknél erősebben nem tér el tőle. Ha feltételezzük azt, hogy az ilyen szempontból rendellenes esetek olyan eloszlásúak, hogy eredő hatásuk az egyes bolygókra zérus (ami teljességgel megengedhető

feltevés), akkor úgy tekinthetjük a bolygókialakulást, hogy, szemléletesen szólva, minden egyes mag a pályája körül elterülő körgyűrűszerű tartomány részecskéiből növekszik. Pontosabban: minden egyes bolygómag éppen azokat a részecskéket veszi fel, amelyek fajlagos nyomatékai a bolygó fajlagos momentumánakegy környezetébe esnek. Ezeknek az impulzusnyomaték-intervallumoknak végpontjai rendre a két-két szomszédos bolygó fajlagos impulzusnyomatékának számtani közepei lesznek. Ha tehát a raj tömege a q fajlagos nyomatéktól függően valamilyen $dm = f(q)dq$ eloszlást követ, továbbá a Naptól számított n -edik bolygó fajlagos nyomatéka q_n , vagyis az n -edik bolygóra vonatkozóan a fentebb körvonalazott

»gyarapodási intervallum« határai $\beta_{n-1} = \frac{q_{n-1} + q_n}{2}$, illetve

$\beta_n = \frac{q_n + q_{n+1}}{2}$, akkor a bolygókialakulás során az

impulzusnyomaték úgy középelődik, hogy az n -edik bolygó fajlagos nyomatéka $q_n = \frac{\int q f(q) dq}{\int f(q) dq}$ lesz (az integrálási határok β_{n-1} és β_n). A bolygópályák kis excentricitása miatt még felírhatjuk a mechanikából a körpályákra ismert összefüggést: $q_n = k \sqrt{M} \sqrt{R_n}$, itt M a Nap tömege, R_n az n -edik bolygó pályájának sugara, k^2 pedig a gravitációs konstans.

Tovább akkor juthatunk, ha az $f(q)$ eloszlásra vonatkozóan egy feltevéssel élünk. Smidt véleménye szerint kielégítő, ha az $f(q)$ függvényt valamilyen cq^λ összefüggéssel approximáljuk, ahol a c állandó. A q számára nyilván csak egy 0 és Q közé eső intervallum jöhet tekintetbe, ahol Q a maximális fajlagos momentum, aminek a Neptunusz specifikus nyomatékához közeleső értéknek kell lennie. A Neptunuszon túl lévő Plutó ugyanis újra kistömegű bolygó és így a Neptunusz pályáján kívül már csak aránylag kevés, a Naprendszer állapota szempontjából számításba nem jövő részecske keringhetett. Nézzük meg most a fentiek tekintetbevételével a Naprendszer közepes fajlagos nyomatékát:

$$\bar{q} = \frac{\int_0^Q q f(q) dq}{\int_0^Q f(q) dq} = \frac{\int_0^Q q^{\lambda+1} dq}{\int_0^Q q^\lambda dq} = \frac{\lambda+1}{\lambda+2} Q.$$

A megfigyelésekből viszont tudjuk azt, hogy a Neptunusz fajlagos nyomatékának a Naprendszer átlagos fajlagos nyomatékához való aránya 2,08-cal egyenlő, tehát kis hibát követünk el, ha a $Q : \bar{q}$ arány értékét 2:1-nek vesszük, amiből tüstént következik, hogy az eddig határozatlan kitevő értéke csak zérus lehet. Ilyen módon azt kapjuk, hogy $f(q) dq = cdq$.

Ezek szerint

$$q_n = \frac{\int_{\beta_{n-1}}^{\beta_n} cq dq}{\int_{\beta_{n-1}}^{\beta_n} c dq} = \frac{1}{2} (\beta_n + \beta_{n-1}),$$

amiből β_n és β_{n-1} fentebb megadott értékeit tekintetbe véve azt kapjuk, hogy $q_n = \frac{q_{n-1} + q_{n+1}}{2}$. Tekintettel a

$q_n = k \sqrt{M} \sqrt{R_n}$ összefüggésre, eredményünk:

$$\sqrt{R_n} = \frac{1}{2} (\sqrt{R_{n-1}} + \sqrt{R_{n+1}})$$

Tehát a bolygók Naptól mért középtávolságának

négyzetgyökei számtani sorozatot kell hogy alkossanak.

A számtani sorozat kezdőtagját és differenciáját az észlelési adatokból nyerhetjük. Célszerű ebből a szempontból a bolygók két csoportját külön tekinteni. Ilyen módon a következő közepes távolságokat kapjuk az egyes bolygókra, kezdőtagként véve a Merkúr, illetve a Jupiter távolságát, a sorozatok differenciáját pedig a fajlagos nyomatékok közepes különbségéből számítva (mindjárt felvéve a táblázatba a ténylegesen megfigyelt értékeket is):

	$\sqrt{R_{teor.}}$	$\sqrt{R_{obsz.}}$
Merkúr	0,62	0,62
Vénusz	0,82	0,85
Föld	1,02	1,00
Mars	1,22	1,23

	$\sqrt{R_{teor.}}$	$\sqrt{R_{obsz.}}$
Jupiter	2,28	2,28
Szturnusz	3,28	3,09
Uránusz	4,28	4,38
Neptunusz	5,28	5,48
Plutó	6,28	6,29

Az egyezés, amint látjuk mindkét csoporton belül kitűnő. Ilyen módon Smidtnak először sikerült a bolygótávolságok eloszlásának szabályszerűségét megállapítani, mégpedig — és ez metodikailag rendkívül nagyjelentőségű — kozmogóniai megfontolások alapján. A kozmogóniai kutatásoknak, tehát a Világmindenség jelenségeinek folyamatként, fejlődésükben való vizsgálatának óriási heurisztikus értékét ez az eredmény szembetűnően igazolja.

Önként adódik az a következő kérdés, hogy mi okozza a bolygók két csoportjának létezését. Smidt elméletének ide vágó megfontolásai rendkívül figyelemreméltók.

A raj vesztesége, tömegcsökkenése a fejlődése során szilárd részecskék kiválása formájában három hatás eredményeképpen jöhet létre.

a) A meteorok közeli találkozások alkalmával úgy perturbálhatják egymás mozgását, hogy egyesek közülük a Naphoz képest hiperbolikus sebességre tesznek szert és elhagyják a Naprendszert. Ezt a hatást kvantitatív vizsgálatnak alávetni

ez idő szerint még nem tudjuk és még azt sem lehetett megállapítani, hogy nagyjából hogyan befolyásolja a tömegeloszlást.

b) Az erősen excentrikus pályán mozgó részecskék pályájuk perihélium-pontja közelében annyira megközelíthetik a Napot, hogy elpárologhatnak és így beleolvadnak a Nap légkörébe. Ha abnormisan nagyméretűek, akkor éppenséggel rá is eshetnek a Napra. Ez az effektus siettetni a közel köralakú pályák kialakulását és könnyen belátható módon első sorban a Naphoz közeli részecskék össztömegét csökkenti.

c) Hasonló értelemben működik a sugárnyomás is. (Az itt szóba jövő hatás neve: *Poynting-effektus*.) Ennek eredményeképpen a Nap közelében a sugárnyomás aránylag rövid idő alatt szinte kisépíri azokat a meteorokat, amelyeknek méretei 1 cm és 1/1000 mm között vannak. Ezek a meteorok a Napba hullanak; hogy milyen konkrét mechanizmus következtében, azt itt nem részletezzük, abban a reményben, hogy még visszatérhetünk rá, más alkalommal. Az érdekes effektus megnyugtató és szigorú tárgyalását sem maga Poynting, sem később Larmor nem tudta megadni, ezt csak 1937-ben végezte el H. P. Robertson (relativisztikus alapon). Az effektus hatékony voltát szemléltethetjük egy numerikus példán: egy $5,5 \text{ g/cm}^3$ sűrűségű, 1 cm rádiuszú részecske a Föld Naptól mért távolságából indulva legfeljebb $1,55 \cdot 10^8$ keringést végezhet, azaz (Kepler harmadik törvénye alapján) kiszámíthatjuk, hogy $3,9 \cdot 10^7$ év alatt a Napba kell hullania. $7 \cdot 10^{-5}$ cm-es rádiuszú részecskék esetében a Napba eséshez szükséges idő mindössze néhány száz év. Ezek a számok azt mutatják, hogy a Poynting-effektus igen számottevő tényező a raj fejlődésében.

Az utóbbi két hatás tekintetbevételével aztán értelmezhető, hogy a Naphoz közel csak kistömegű bolygók alakultak ki. A Smidt-elmélet a Nap közvetlen hőhatására hivatkozva azt is meg tudja magyarázni, hogy miért gyérültek annyira meg a kis atomsúlyú elemek a Naphoz közel. Így legalább minőségileg értelmezni tudja a Föld csoportjába tartozó bolygók és az óriásbolygók méreteiben és légkörének összetételében mutatkozó feltűnő különbségeket.

Térjünk most át a Naprendszer szerkezetének »finomabb« vonásaira, nevezetesen a bolygók tengelykörüli forgásának, a holdak keletkezésének és mozgásának kérdésére. Ezek megmagyarázásához a Smidt-elmélet elégséges alapot nyújt, habár — mint látni fogjuk, a probléma természetéből kifolyólag — e tekintetben a magyarázat sokkal inkább csak kvalitatív lesz. Néha be kell értnünk nagyságrendi egyezésekkel. Minthogy azonban egyéb elméletek ezekhez a kérdésekhez még csak hozzá sem tudtak nyúlni, vagy egészen tarthatatlan magyarázattal szolgáltak számukra, a Smidt-elmélet fölénye velük szemben így is nyilvánvalóvá válik.

Mit mondhatunk a bolygók *tengelykörüli forgásáról*? A legfőbb megmagyarázandó törvényszerűség itt a közös mozgás-iránnyal való egyezés (egy esetet, az Uránuszét leszámítva), valamint az, hogy a forgástengelyek többnyire meredeken helyezkednek el a keringési síkhoz képest. Kíváncsú végül a forgás sebességére vonatkozó adatok lehető egyezése az elmélet megkövetelte értékekkel. A következőkben az itt említett célkitűzések közül az elsővel és a harmadikkal foglalkozunk, vagyis a forgásiránynak és a forgás szögsebességének kérdésével.

A kérdés vizsgálatát Smidt annak a magától értetődő ténynek a leszögezésével kezdi, hogy a részecskék bolygóvá egyesülése során úgy az energia, mint az impulzusnyomaték összegének meg kell maradnia. Tekintetbe véve aztán az energia- és impulzusnyomaték-mérleg felállításánál azt a tényt, hogy a kinetikus energia egy része az ütközések alkalmával elvesz, más energiafajtvá alakul át, a megmaradás tényéből az adódik, hogy gyakorlatilag nem lehetséges olyan bolygópálya képződése, amelynél a pályamenti mozgás elnyelné a teljes energiát és nyomatékot. Ilyen módon tehát forgásnak kell létrejönnie és az elmélet megmutatja azt is, hogy miért valószínűbb a keringésiránnyal megegyező (direkt), mint az ellenkező (retrográd) forgás.

Smidt levezetésének vázlatát alább következik.

Az energia megmaradását jelentő egyenlet szavakban kifejezve (a potenciális energiát véve pozitív, a kinetikus negatív előjellel):

$$\begin{aligned} & \text{a részecskék Naphoz képesti potenciális energiája} + \\ & + \text{a részecskék egymás közötti potenciális energiája} - \\ & - \text{a részecskék kinetikus energiája} = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & = \text{a keletkezett bolygó Naphoz képesti} \\ & \text{potenciális energiája} + \\ & + \text{a keletkezett bolygónak, mint gömb-} \\ & \text{nek potenciális energiája} - \\ & - \text{a keletkezett bolygó keringésének} \\ & \text{kinetikus energiája} - \\ & - \text{a keletkezett bolygó tengelykörüli} \\ & \text{forgásának kinetikus energiája} - \\ & - \text{az ütközéseknél elveszett (hővé át-} \\ & \text{alakult) kinetikus energia.} \end{aligned}$$

Az impulzusnyomaték megmaradását kifejező egyenlet szavakban:

$$\begin{aligned} & \text{a részecskék nyomatékának összege} = \\ & = \text{a keletkezett bolygó keringési impul-} \\ & \text{zusnyomatéka} + \\ & + \text{a bolygó forgásának impulzusnyoma-} \\ & \text{téka.} \end{aligned}$$

Egyszerűség kedvéért a részecskék mozgását egyelőre komplanáris körmozgásnak tekintjük. A részecskék tömegének eloszlása a Naptól mért q távolság függvényeként

$$\begin{aligned} dm &= f(q) dq, \text{ a keletkezett bolygó tömege pedig} \\ m &= \int_{R_1}^{R_2} f(q) dq; \text{ itt } R_1 \text{ és } R_2 \text{ a már említett határ-} \end{aligned}$$

sugarak, amelyek a bolygótávolságok levezetésénél szerepeltek.

A részecskék Naphoz képest számított potenciális, továbbá kinetikus energiájának összege

$$\frac{k^2 M}{2} \int_{R_1}^{R_2} \frac{f(q) dq}{q}$$

(itt M a Nap tömege, k^2 a gravitációs konstans), míg a keletkezett bolygó Naphoz képesti potenciális és kinetikus energiájának összege $\frac{k^2 M m}{2R}$ (R a bolygó távolsága a Naptól). Ezek különbsége egyenlő tehát az előbbiek szerint

- a bolygónak mint gömbnek potenciális energiája —
- a részecskék potenciális energiája egymás között —
- a bolygó forgásának kinetikus energiája
- az ütközési energiaveszteségek.

A baloldalon szereplő

$$\frac{k^2 M}{2} \left\{ \int_{R_1}^R \frac{f(q) dq}{q} - \frac{m}{R} \right\}$$

kifejezés előjele tehát attól függ, hogy mekkorák az ütközési energiaveszteségek. Ha ezek kicsinyek, akkor a jobboldalon szereplő összeg pozitív. Amde — ha numerikus adatok nem is állnak rendelkezésünkre a fellépő energiaveszteségekről — ezek mindenesetre igen nagyok, minthogy a keletkező bolygó közvetlen közelében a meteorok térbeli sűrűsége és így az ütközések gyakorisága is erősen megnövekszik, mint azt Mojszejev, majd az utóbbi időben Agekjan kimutatta. Ilyen módon feltételezhetjük, hogy a kinetikus energia veszteségei elég nagyok ahhoz, hogy az egyenlet két oldalán fellépő különbségek végeredményben negatív előjelűek legyenek. Ilyen módon tehát azt kapjuk, hogy

$$R \leq \frac{m}{\int_{R_1}^{R_2} \frac{f(q) dq}{q}}$$

Az előbbiekkal párhuzamosan az impulzusmomentum-mérlegből kapjuk, hogy a keletkező bolygó forgási nyomatéka egyenlő a részecskék nyomatékának és a bolygó pályaimpulzusnyomatékának

$$k \sqrt{M} \int_{R_1}^{R_2} \sqrt{q} f(q) dq - k \sqrt{M} \sqrt{m} \sqrt{R} \text{ különbségével.}$$

Ez a különbség viszont az R -re megadott iménti egyenlőtlenség tekintetbevételével

$$\cong k \sqrt{M} \int \sqrt{q} f(q) dq - \frac{k \sqrt{M} \left[\int f(q) dq \right]^{3/2}}{\sqrt{\int \frac{f(q) dq}{q}}}$$

Smidt hivatkozik arra, hogy erről a kifejezésről teljes szigorúsággal kimutatható, hogy pozitív, bármilyen legyen is az $f(q)$ eloszlási törvény. Ebből pedig az következik, hogy a forgás impulzusmomentuma pozitív, a keringés impulzusmomentumával megegyező előjelű, tehát a forgás az elmélet szerint direktnek bizonyul.

Kimutatható, hogy ha az energia-mérleget kifejező egyenlet jobboldala nem is negatív, de egy előre megadható pozitív értéknél kisebb, a forgás akkor is direktnek adódik.

Elejtve most az iménti egyszerűsítő feltevést (a részecskék komplanáris körpályáiról), az egyenletekben q helyett a pálya fél-nagytengelye (a) fog szerepelni, ezenkívül fellép még az excentricitás középértéke (\bar{e}) és az egyes pályák i hajlásszögeiből képzett $\cos i$ középérték. Így a forgási impulzusnyomatékot megadó különbség $k \sqrt{M} \int \sqrt{a(1-\bar{e}^2)} \cdot \cos i f(a) da - k m \sqrt{M} \sqrt{R}$

alakú lesz. Ez a bővülés eléggé kis e és eléggé kis i értékeknél, amint az egyenletekből látható, a fenti gondolatmenetet érvényben hagyja. Ellenkező esetben az első tag értéke lecsökken, annyira, hogy a forgás retrográd is lehet.

Az eddigiekből láthatjuk, hogy Smidt elmélete a forgás direkt irányát csak mint általános tendenciát követeli meg, ettől való esetleges eltérések tehát nem igazi rendellenességek, lehetőségük a vázolt gondolatmenet természetéből következik és nem szól az elmélet ellen.

Kvantitatív ellenőrzésképpen Smidt az alábbi becslést javasolja.

Tekintsük mint első közelítést, de eléggé tipikus esetet azt, amikor az energiamérleget kifejező egyenlet mindkét oldala zérus, ekkor utolsó egyenlőtlenségünk egyenlőséggé élesedik. Tegyük fel továbbá az $f(q) dq$ eloszlási törvényről, hogy $f(q) dq = c (d\sqrt{q})$ alakú, ami

az impulzusnyomaték eloszlásában $k \sqrt{M} \sqrt{q} dm = c' dq$,

valamint $dm = f(q) dq$, ill. $dq = 2 \sqrt{q} (d\sqrt{q})$ kapcsán annak a feltételezett eloszlásnak felel meg, amelyik a bolygótávolságok levezetésénél már igen jó szolgálatot tett és a tapasztalattal kitűnő megegyezésre vezetett. Az itt

szereplő c konstans $\left(= c' \frac{2}{k \sqrt{M}} \right)$ értéke az

$$m = c \int_{R_1}^{R_2} d\sqrt{q} = c (\sqrt{R_2} - \sqrt{R_1})$$

relációból állapítható meg. A forgási impulzusnyomatékot (N_{rot}) ezek alapján már kiszámíthatjuk. A fentiek tekintetbevételével erre, egyszerű számítások után, azt kapjuk, hogy

$$N_{\text{rot}} = k \sqrt{M} \int \sqrt{q} f(q) dq - \frac{k \sqrt{M} \left[\int f(q) dq \right]^{3/2}}{\sqrt{\int \frac{f(q) dq}{q}}} = k \sqrt{M} m \left(\frac{\sqrt{R_1} + \sqrt{R_2}}{2} - \sqrt{R_1 R_2} \right)$$

A bolygótávolságok törvénye értelmében, valamint a R_1 és R_2 határtávolságokra ennek levezetésénél tett feltevés szerint azt írhatjuk:

$$\sqrt{R_1} = \sqrt{R} - \frac{b}{2}, \quad \sqrt{R_2} = \sqrt{R} + \frac{b}{2},$$

itt R a bolygó pályájának sugara, b pedig a bolygó-csoportok (Merkur—Föld, illetve Jupiter—Plutó) mind egyike esetében a \sqrt{R} -eket megadó számtani sorozat differenciája. A táblázatokból látható, hogy a földszerű bolygókra $b = 0,2$, az óriásbolygókra $b = 1$. Ezeknek az értékeknek tekintetbevételével a *fajlagos* forgási impulzusnyomatékokra kapjuk:

$$\frac{N_{\text{rot}}}{m} = k \sqrt{M} (\sqrt{R} - \sqrt{R} \cdot \sqrt{1 - \frac{b^2}{4R}})$$

A $b^2/4R$ maximális értékei mindegyik bolygócsoporthoz: a Merkúra 0,025, a Jupiterre 0,05, tehát a sorbafejtésnél szorítkozhatunk csak az első két tagra és így a fajla-

gos forgási impulzusnyomaték közelítő értékére $\frac{k \sqrt{M} b^2}{8 \sqrt{R}}$

adódik. Ez a levezetés csak a részecskék komplanáris körpályája esetében érvényes. Az általános esetben az egyenlőség helyére *arányosság* lép. Belátható azonban,

hogy a szereplő arányossági tényező, ha nem is szigorúan megegyező, de legalább is ugyanazon nagyságrendű kell, hogy legyen minden bolygóra. Különösen jó egyezést várhatunk a naptávolság és fizikai szerkezet tekintetében egymáshoz közelálló bolygókánál.

Smidt elmélete alapján tehát azt mondhatjuk, hogy a bolygók fajlagos impulzusnyomatékának jó közelítéssel $\frac{k\sqrt{M}b^2}{\sqrt{R}}$ -rel kell arányosnak lennie. Viszont ismeretes, hogy a gömbalakú merev test fajlagos impulzusnyomatéka $\frac{2\pi a^2 r^2}{P}$ -vel egyenlő (itt P a rotáció periódusa, r a bolygó rádiusza, a pedig egy a tömegék koncentrációjától függő tényező, értékét 0,24-nek vehetjük az óriásbolygókra és 0,34-nek a földesoport bolygókra.)

Mindezek alapján a következő ellenőrző kritériumot állapíthatjuk meg: a Smidt-elmélet szerint

$$a W = \frac{2\pi a r^2 \sqrt{R}}{b^2 k \sqrt{M} P} \text{ dimenzió nélküli mennyiség}$$

értéke az egyes bolygókra nem lehet nagyon különböző.

A W értékeit az alábbi táblázatban adjuk:

Merkur ... $6,6 \cdot 10^{-9}$	Jupiter $10,5 \cdot 10^{-5}$
Vénusz .. $< 0,6 \cdot 10^{-5}$	Szturnusz .. $9,0 \cdot 10^{-5}$
Föld $0,6 \cdot 10^{-5}$	Uránusz ... $2,5 \cdot 10^{-5}$
Mars $0,3 \cdot 10^{-5}$	Neptunusz .. $2,0 \cdot 10^{-5}$

Amint látjuk, az óriásbolygókra az egyezés az elméletre néhol igen kedvezőnek mondható. A földtípusú bolygókánál a helyzet sokkal rosszabb. A Marsra vonatkozóan Smidt megjegyzi, hogy ennek a bolygónak a fejlődése abnormisnak tekinthető, minthogy a hatalmas tömegű Jupiter nyelte el azon részecskék túlnyomó többségét, amelyek a Mars és Jupiter között mozogtak, így értelmezhető a Mars kicsiny tömege és a többi bolygókéhoz képest kicsiny forgási nyomatéka. A Merkurról viszont ismeretes, hogy mindig ugyanazt az oldalt fordítja a Nap felé, bizonyos tehát, hogy rotációját a Nap árapálykeltő hatása döntően módosította (lassította), így hát a megkövetelt összefüggés ennél a bolygónál nyilván már nem ismerhető fel. Hasonló lehet a helyzet a Vénusz esetében is, amelynek forgásidejét ugyan nem ismerjük, de azt mindenesetre tudjuk róla, hogy a Földénél tetemesen hosszabb.

Egészen más magyarázata van a Föld esetében mutatkozó egy nagyságrendnyi eltérésnek. A Hold mozgásának tekintetbevételével ugyanis ez a diszkrepancia eltűnik. Az viszont, hogy a Hold földköri mozgására jutó impulzusnyomatékot jogos, sőt szükséges tekintetbe vennünk a kérdés tárgyalásánál, következik abból, ahogyan a Smidt elmélete a holdak keletkezését, mint a bolygókeletkezéssel egyidejű folyamatot, sőt lényegileg az utóbbi folyamatnak egy részletét magyarázza.

A holdak keletkezése Smidt szerint nagyjából a következőképpen megy végbe: a gyarapodásban lévő bolygómagra nem mindig közvetlenül, azonnal esnek rá a meteorok. Sok közülük keringő

geni kezdett a bolygómag körül, ellipszis-pályán és rendszerint csak többszöri ütközés után jutott el a leendő bolygótestbe. De az is megtörténhetett, hogy egy-egy elég nagy, a bolygó körül mozgó meteoradarab körül szintúgy megindult a növekedési folyamat. Ezen esetben a pályák átlagosodásának már ismertetett mechanizmusa a körhöz egyre közelebb álló pályát adott a »melléksomónak«, ami viszont ezt éppen megőrizte a bolygóval való egyesüléstől, vagyis ilyen módon végeredményben a bolygók körül keringő kísérők, a holdak alakulhattak ki.

Ezek szerint nem elégséges a forgási nyomatékra vonatkozó fentebb ismertetett megfontolásoknál a Földet magát tekinteni, hanem a Föld—Holdrendszer egészét kell számításba venni. A Földnek és Holdnak e rendszer tömegközéppontja körüli keringésére eső impulzusnyomaték kerekén 4,8-szor akkora, mint a Föld tengelyköri forgásának nyomatéka. Megszorozva az iménti táblázatban szereplő értéket 5,8-cal, W -re a Föld esetében $3,5 \cdot 10^{-5}$ kapunk, ami viszont az elméletet jól alátámasztó, figyelememeltő egyezés.

Hasonló megfontolások érvényesek ugyan a többi, holdakkal rendelkező bolygó esetében is, de a táblázat adatait mégsem kell megváltoztatnunk. Mint ismeretes, a mellékbolygók összesített nyomatéka az egyes bolygók forgási impulzusmomentumához képest (a Föld—Holdrendszer kivételével) az itt megkövetelt pontosság mellett elhanyagolható.*

A mellékbolygók keletkezésének imént vázolt folyamatára természetesen szintén alkalmazhatók az energia és impulzusnyomaték mérlegére vonatkozó megfontolások, amelyeknek alapján Smidt a bolygók forgására ismertetett értékek és fontos megállapításait nyerte.

Minthogy a növekvő bolygók közelében a meteoritek sűrűsége feltételezhetően aránylag nagy volt és a bolygótól távolodva csökkent, azt várhatjuk, hogy a kinetikus energia veszteségei a hővé való átalakulás folytán nagyobbak a bolygó közelében. Ennek megfelelően az egyes bolygók belső holdjainak kell direkt keringésűeknek lenniük, míg retrográd keringést a legtávolabbi holdaknál várhatunk. Ez a tényleges viszonyokkal valóban jól egyezik.

A bolygójuktól távolabb keringő holdak mozgását a kialakulás folyamatával kapcsolatban vizsgálva, Smidt levezetett egy formulát a hold távolságára, arra a határesetre szorítkozva, hogy a meteorok kinetikus energiájának veszteségei elhanyagolhatók. Ebben az esetben szükségképpen retrográd keringésirányt kapott, a for-

$$\text{mula } d = R \sqrt[3]{\frac{m}{4M}} \quad (R, m, M \text{ jelentése ismert}) \text{ értéke a}$$

* Ha a bolygók Smidt által javasolt és kitűnően bevált távolságtörvényét a Jupiter, Szturnusz és Uránusz holdjaira kíséreljük meg alkalmazni, akkor meglehetősen jó egyezést találunk a Jupiter belső öt holdjára, elég jót a Szturnusz belső öt és az Uránusz belső négy holdjára. Nem válik be a szabály a Jupiter és a Szturnusz távolabbi kísérőinél.

keletkező hold d távolságára pedig úgy tekinthető, mint felső határ, mert a levezetésből adódik, hogy ha a kinetikus energia hővé való részleges átalakulását nem hanyagolhatjuk el, a mellékbolygó pályasugara kisebb lesz. (A levezetést, bár az egészen elemi, helykímélés céljából elhagyjuk). Smidt a következő táblázatot adja meg a Jupiter és Szaturnusz legkülső, fordított irányban keringő holdjainak maximális pályasugarára: a Jupiterre $5 \cdot 10^7$ km, a Szaturnusz esetében $6,10^7$ km.

A tényleges értékek

Jupiter VIII. holdjára $d =$	$2,35 \cdot 10^7$ km
Jupiter IX.	$2,37 \cdot 10^7$ km
Jupiter XI.	$2,35 \cdot 10^7$ km
Szaturnusz IX. holdjára	$1,3 \cdot 10^7$ km

A Jupiter és Szaturnusz retrográd mozgású holdjai tehát jól megfelelnek annak a várakozásnak, hogy pályáik méretei a levezetett határértékkel legalább nagyságrendben megegyeznek és annál mindegyik esetben kisebbek.

Meg kell azonban jegyeznünk azt, hogy egy körülmény némileg csökkenti a szóbanforgó nagyságrendi egyezés bizonyító erejét. Ezek a bolygójuktól távoli holdak ugyanis igen erős perturbációs hatásoknak vannak kitéve a Nap részéről. A Jupiter VIII. holdja esetében például 1908 és 1916 között a keringésidő 713 napról 768 napra, az excentricitás 0,29-ről 0,45-re, a pálya hajlása a Jupiter pályasíkjához 28° -ról 34° -ra változott meg. Nem lehet elzárkózni annak feltételezése elől, hogy elég hosszú időtartam alatt a pálya fél-nagytengele *számottevő* módon megváltozhatott. Ide tartozik az is, hogy a Neptunusz nemrég felfedezett, a bolygótól igen nagy távolságra keringő második holdja, Smidt utolsó megállapításával ellentétben, direkt mozgásának bizonyult. Ez a hold azonban annyira excentrikus pályán kering ($e = 0,76$), hogy nem tekinthető »normális« objektumnak, valószínűleg *utólag* befogott égitestről (kisbolygóról?) van szó.

6.

Összefoglalva az eddig mondottakat, megállapíthatjuk a Smidt-elméletéről, hogy ez az elgondolás

a) kikerüli az impulzusnyomaték eloszlásával kapcsolatos nehézséget,

b) a legtermészetesebb módon megmagyarázza a bolygópályák közel komplanáris voltát, kis excentricitását és a bolygók direkt keringését,

c) rendkívül figyelemreméltó kvantitatív megfogalmazását és megalapozását adja a bolygótávolságok eloszlásában régen sejtett szabályszerűségnek,

d) megmagyarázza a bolygók forgásának szükségszerű voltát és a direkt forgás létrejöttére való »tendenciát«,

e) nagyon plauzibilis magyarázatát adja a mellékbolygók keletkezésének, értelmezi a retrográd mozgás létrejöttét,

f) legalább kvalitatív módon értelmezi a bolygók két, fizikai szempontból erősen eltérő karakterű csoportba való szétválását,

g) végül a Naprendszer korára olyan adatot ad meg, amely jó összhangban van más úton nyert adatokkal.

Mindezek alapján a Smidt-elméletéről leszögezhetjük, hogy a Naprendszer szerkezetének minden lényegesnek látszó vonását egységesen, minimális számú feltevésből dedukálva, nagy részletességgel és mindenekelőtt igen pontosan magyarázza meg.

Márpedig ezek az ismérvek döntenek egy kozmogóniai elmélet értéke felől. Különösen a pontosság, tehát a megfigyelésekkel való megegyezés jelent döntő körülményt, hiszen a megfigyelés tényei jelentik a csillagászatban azt a gyakorlatot, amelyik minden elméletnek próbaköve.

A Smidt-elmélet természetesen nem lezárt, befejezett, hanem fejlődő és bővülő része a tudománynak. *Leginkább aktuális problémáit* (a teljesség igénye nélkül) az alábbi összeállítás érzékelteti.

a) Meg kell vizsgálni közelebbről a kaptáció tényleges feltételeit a Tejútrendszerben; ezzel kapcsolatban égetően sürgős kérdés a bolygórendszerek várható gyakoriságának megállapítása. Ennek a vizsgálatnak az eredménye ugyanis kérdésessé teheti az egész szép konstrukció helyességét.

b) Tekintetbe kell venni a kaptációnál és a raj fejlődésénél azt, hogy a részecskék, legalább részben, elektromosan nem lehettek semlegesek.

c) Össze kell kapcsolni a bolygórendszer és a Nap fejlődésének vizsgálatát, e téren tisztázni a kölcsönhatást, újra felvetni a Nap tengelyforgásának kérdését, amely eddig távolról sincs megnyugtatóan megoldva.

d) A vizsgálatot jobban ki kell terjeszteni a Naprendszer egyéb égitestjeire, (üstökösökre, kisbolygókra). Igen kíváncsiak volnánk tisztázni a mai meteorok és az egykori raj kapcsolatát, minthogy az izotop-vizsgálatok azt mutatják, hogy a Földre jutó meteoritok nem mind egykorúak.

e) Karöltve egyes szomszédos tudományok (geológia, geokémia, geofizika) kutatóival, ki kell dolgozni a Föld történetét és fejlődését azon szakaszig, ahonnan már a továbbiak vizsgálata csak a geológia feladata.

Áttekintésünk legvégére érve talán nem felesleges leszögezni még egyszer, hogy a részleteket illetően a teljességre nem törekedtünk, nem is törekedhettünk. Nem beszéltünk például arról, hogy a Smidt-elméletből következnek bizonyos megállapítások arra vonatkozóan, hogy a Naprendszer invariábilis síkjának a Tejútrendszer síkjához való hajlásszöge a kaptáció során annak eredményeképpen alakult ki. Még csak nem is említettük a Naprendszer Smidt-féle »gyakorlati határát«. Ezek a kaptációs hipotézisnek a kettőscsillagokra való kiterjesztéséből adódó mellék-eredmények és ma elég keveset szerepelnek, miután a kettőscsillagok keletkezésének kaptációs hipotézise meghaladottnak tekinthető.

Ezekre, valamint számos egyéb részletkérdésre nem térhettünk ki. Célunk csak az volt, hogy bemutassuk ennek a nagyjelentőségű elméletnek, a szovjet tudomány nagyrabecsült reprezentánsának alap gondolatát, módszereit, problémáit és eredményeit.

Földes István és Herczeg Tibor
Magyar Tudományos Akadémia
Csillagvizsgáló Intézete

A spektroszkópia fejlődése hazánkban a felszabadulás óta*

A felszabadulás óta a magyar kutatók számos eredményt értek el a kétatomos molekulák spektroszkópiája, az abszorpciós spektroszkópia és az ipari emissziós spektroszkópia területén.

A kétatomos molekulákra vonatkozó spektroszkópai kutatások terén Kovács I. és Budó Á. az akcidentális predisszociáció elméletéről szóló dolgozatukban (1) kvantum-elektrodinamikai eredmények alkalmazásával megvizsgálták két diszkrét és egy folytonos termsorozat közötti perturbáció kérdését. Megállapították, hogy még abban az esetben is, ha az első diszkrét és a folytonos állapotok között nincs kölcsönhatás, jelentékeny predisszociáció léphet fel egyes spektrumvonalaknál, valahányszor a két diszkrét állapot ugyanazon rotációs kvantumszámhoz tartozó nívói egybeesnek vagy egymáshoz közel vannak és ugyanakkor a második diszkrét és a folytonos állapot között nagy kölcsönhatás van. A kapott eredmények jó megegyezésben vannak a NO-molekula γ -sávjaira kapott kísérleti eredményekkel.

Egy másik dolgozatukban (2) Budó és Kovács a spin-pálya kapcsolásnak a $^4\Sigma$ molekula-állapotok multiplett szerkezetére való befolyását vizsgálták. Kimutatták, hogy ez a kapcsolás a $^4\Sigma$ -term energianívóira ugyanolyan alakú kifejezéseket szolgáltat, mint amilyenek másik két okból származnak, nevezetesen a spin-spin kölcsönhatásból, valamint a molekula teljes pálya-impulzusmomentuma és teljes spinje közötti kölcsönhatásból.

A kétatomos molekulákban a Hund-féle b és d kapcsolási esetek közötti átmeneti állapotú d-komplexek term-értékére vonatkozólag Kovács és Budó alkalmas eljárással explicit formulákat vezettek le (3), amelyek a kapcsolási paraméternek és a rotációs kvantumszámnak minden értékénél elegendő közelítést jelentenek. Ezenkívül explicit kifejezéseket állapítottak meg ugyanerre az esetre a sávok ágaiban az intenzitás-eloszlásra, valamint a termék Zeeman-felbomlásaira vonatkozólag. Az eredményeket alkalmazták a He₂-molekula 4d-termkomplexeire.

A sávos színeképekben a perturbációk problémáját Budó és Kovács egységes szempontból, az elektronok pálya- és spin-momentuma közötti kölcsönhatás figyelembevételével tárgyalták (4). Ezzel az eljárással a különböző multiplicitású termék közötti perturbációk is értelmezhetők. Az elméletet alkalmazták az eddig még nem vizsgált perturbáció-fajtákra, nevezetesen a $^3\Pi-^1\Pi$, $^3\Pi-^1\Sigma$, $^2\Pi-^2\Pi^*$ és $^3\Pi-^3\Pi^*$ perturbációkra.

A báriumoxid spektrumában fellépő perturbációkra vonatkozó dolgozatukban (5) Kovács I.

és Lagerqvist A. tisztán a spektrumvonalakon észlelhető perturbációs adatokból felállították a perturbációt okozó elektronállapotok teljes rezgési-rotációs termrendszerét. A felső $^1\Sigma$ -termet négy, körülbelül egyenlő rezgési és rotációs állandókkal rendelkező állapot perturbálja, amelyek közül valószínűleg kettő egy $^3\Pi$ -termnek, a másik kettő pedig egy $^3\Sigma$ -termnek két-két komponense.

A perturbáló molekulatermek állandóinak meghatározására Kovács I. már régebben három eljárást dolgozott ki. Ezen eljárások egyikét újabb dolgozatában (6) általánosítja mindazokra a perturbációkra (szingulett és triplett perturbációk), amelyek szingulett átmenetekkel kapcsolatban gyakorlatilag előfordulnak. A módszer a perturbáció helyén legalább két ú. n. számfeletti vonal-párnak megfigyelésén alapszik és közvetlenül alkalmazható formulákhoz vezet. Az eljárást azóta már más kutatók is sikerrel alkalmazták.

A molekulatermek rotációs állandói meghatározásának kérdésével Kovács I. még egy dolgozatában foglalkozik (7). Két teljesen egyenértékű analóg szemléletes eljárást ismertet, amelyeknek segítségével az átmenetben részt vevő két molekulaterm rotációs állandóinak és rezgési nívóinak különbsége a mért spektrumvonalak hullámszámaiból egyszerűen meghatározható. Ezenfelül mind a két eljárás perturbációk felfedezésére is alkalmas. Az első eljárás alapján a perturbáló term rotációs állandója, a második alapján pedig a perturbáló term rezgési nívójának magassága állapítható meg a perturbáció helye környékén észlelt ú. n. számfeletti vonalak felhasználásával, és pedig anélkül, hogy eközben szükséges lenne a perturbációs matrixelem, valamint a perturbált és perturbálatlan nívók közötti eltéréseknek az ismerete.

A stronciumoxid kék sávrendszerével foglalkozó dolgozataikban (8) Kovács és Budó közlik a Központi Fizikai Kutató Intézet spektroszkópai osztályán konkvá ráccsal felvett sávrendszer több sávjának rotációs analizisét, amelyet a sávok nagymértékű átfedése ellenére sikerült végrehajtani. A sávok $^1\Pi-^1\Sigma$ elektron-átmenethez rendelhetők. A rotációs állandók meghatározása alapján el lehetett dönteni, hogy a kék sávrendszer alsó elektronállapota az ultra-vörös sávrendszer alsó állapotával közös, ami az irodalomban hosszabb ideje vitatott kérdés volt.

A második magyar fizikus vándorgyűlésen Deézsi I., Koczás E. és Mátrai T. a stronciumoxid kék sávrendszere néhány további sávjának rotációs analiziséről számoltak be (9), amelynek alapján lehetővé vált a stronciumoxid alapállapota disszociációs energiájának még pontosabb meghatározása.

»A molekula-színeképek« című kis könyvükben (10) Budó és Kovács nem specialisták számára

* A Fizikai Szemle »A fizika fejlődése hazánkban a felszabadulás óta« c. füzetéből (III. évf. 3. szám) technikai akadályok miatt kimaradt cikk.

is érthető módon ismertetik a molekulák színképeinek szerkezetét a kísérleti vizsgálatok és elméleti — főleg modellszerű — megfontolások alapján. Aránylag részletesen foglalkoznak a kétatomos molekulákkal, de rövid áttekintés keretében megemlékeznek a többatomos molekulák színképeiről is.

Az abszorpciós spektroszkópia területén a Szegedi Egyetem Általános és Fizikai Kémiai Intézetében *Kiss Á.*, *Fodor G.* és *Lózza A.* az ultravioleta spektrumtartományban felvett elnyelési görbék alapján ugyanabban a molekulában levő több chromofor-csoport kölcsönhatását tanulmányozták (11). *Kiss Á.* és *Csetneky E.* a benzolszulfosavaknak és származékainak elnyelési görbéit vizsgálva kimutatták, hogy az az eddigi feltevés, mely szerint a szulfo-csoport nem mezomeria-képes, nem helytálló (12). *Kiss Á.* és *Csetneky E.* egy másik dolgozatban azt vizsgálták, hogy a benzol-származékok elnyelési görbéire az ionizációnak milyen befolyása van; az alap- és gerjesztett állapotok határformáinak figyelembevétele lehetővé tette az ionizáció látszólag egymásnak ellentmondó hatásainak értelmezését (13, 14). *Kiss Á.* és *Híres J.* (15) a benzol nitro-származékainak abszorpciós spektrumából arra következtettek, hogy a szubsztituensek elektromer hatása nagyobb, mint azok induktív hatása. *Kiss Á.* egy további dolgozatában (16) az orto-, meta- és paradiszubsztituált benzol-származékoknak elnyelési görbéit vizsgálta. Áttekintést adott azokról a hatásokról, melyekre a kísérleti eredmények interpretálásánál figyelemmel kell lenni. E hatások magyarázatánál korábbi kutatók a benzolgyűrű mezomeriájából eredő hatást nem vették figyelembe.

Az említett intézetben régebben folyó spektroszkópai vizsgálatoknak egyik fő iránya a belső komplexek fényelnyelési mechanizmusának vizsgálata volt, közelebbről pedig az, mi módon befolyásolhatják az egyes fémionok a megkötött gyökök fényelnyelését. A felszabadulás után ez irányban a kutatásokat kiszélesítették, így *Kiss Á.* és *Bácskai Gy.* (17) az antipirin-komplex elnyelési görbéjének vizsgálatával megállapították többek között, hogy a fény a fém-ionok külső elektronjainak, valamint a koordinációs kötés elektronjainak gerjesztése következtében abszorbeálódik.

Kiss Á. és *Csetneki E.* (18) az amino-csoport mezomer-induktív hatásával kapcsolatban számos szerves amino-vegyület színeképét tanulmányozták. Megállapították, hogy a molekula állapotában az aminocsoport mezomeriája általában rövidebb és hosszabb hullámok irányában van polarizálódva, így az alapszénhidrogénnek extinkció-értékei a rövidebb, ill. hosszabb hullámhossz területén megnövekednek. *Kiss Á.* és *Szőke S.* (19) vizsgálták a polyciklusos belső komplexek elnyelési görbéinek a különböző oldószerek hatására történt változását. *Kiss Á.*, *Fodor G.* és *Molnár J.* (20) különböző propenilallil benzol-származékok elnyelési görbéit vizs-

gálva megállapították, hogy a szubsztituensek mezomeriahatása jobban megmutatkozik a színképben, mint az induktív hatás. *Kiss Á.*, *Vinkler E.* és *Csetneky E.* (21) bonyolult szerves vegyületeknél az extinkciós görbék és a szerkezet között összefüggést keresve érdekes anomáliákat találtak a vizsgált vegyületek elnyelési görbéiben. *Kiss Á.* és *Faredin I.* (22) az aminobenzol-szulfosavak komplexeinek vizsgálatával foglalkozva megállapították, hogy a szulfanil-savval betain-szerű komplexek, ezzel szemben az ortanil-savval belső komplexek képződnek.

Az oldószerek hatásának vizsgálata az újabb elméletek szerint igen fontos feladat. Az ezzel kapcsolatos rendszerező munkát és a szükséges kutatási irányokat fektette le *Kiss Á.* egy alapvető fontosságú cikkében (23). A fenol-származékok elnyelési görbéinek vizsgálatával és azok elméleti magyarázatával foglalkozott *Kiss Á.*, *Molnár I.* és *Sándorffy K.* két dolgozatban (24, 25).

Kiss Á. vizsgálataihoz kapcsolódva *Szepesi G.* a fenol-származékok elnyelési görbéinek az ionizáció hatására történt változását kutatta (26). *Tombácz E.* az azo-vegyületek fényelnyelését az orientált fényelnyelés elmélete szempontjából vizsgálta (27). *Selyem J.* kobalt-rodanid oldatok elnyelési görbéjét tanulmányozta (28). *Varsányi G.* vízmentes kobalt-klorid abszolút organikus oldószerekkel alkotott komplexeinek szerkezetét a látható színek területén felvett elnyelési görbék alapján magyarázta (29). *Kiss Á. I.* pedig az orientált fényelnyelés elmélete alapján az egyes chinolin-származékok abszorpciós görbéit magyarázta.

A Műszak Egyetem Fizikai-Kémiai Intézetében *Varsányi G.* etilbenzolban o.-diethylbenzolnak, továbbá gáz-olaj-párlatokban aromásaknak kvantitatív meghatározására dolgozott ki abszorpciós spektroszkópai eljárást (30). *Varsányi G.*-nek, továbbá *Varsányi G.*-nek és *Ladik J.*-nak részben ultravioleta abszorpciós spektroszkópai módszerrel sikerült tisztázni a szerves sulfo-vegyületekben az SO-kapcsolatnak kettős-kötés jellegét (31). *Varsányi G.*, *Dullien F.* és *Szathmáry J.* fotografikus spektrofotometrián alapuló elemzési eljárást dolgoztak ki (32). *Dullien F.* fényerős Raman-spektrográfot szerkesztett, mellyel 1–2 ml-nyi folyadékok is vizsgálhatók.

A Központi Fizikai Kutató Intézet Spektroszkópai Osztályán többirányban folytak abszorpciós spektroszkópai vizsgálatok. Diasztereomer alkanolamin származékok ultravioleta abszorpciós színeképének vizsgálatánál a régebbi módszerekkel nyert eredményekkel ellentétben *Láng L.*-nak (33) sikerült a megfelelő cisz- és transz-izomer színeképe között jól mérhető különbséget találni (34). Itt a fényelnyelés mechanizmusának magyarázata olyan hipotézis felállítását tette lehetővé, melynek segítségével az egyes színeképekhez a megfelelő cisz-, illetve transz-módosulatok rendelhetők hozzá (35).

Egyes nitrozótípusú szerves vegyületeken a hőmérséklet hatására végbemenő monomer-dimer átalakulás reakcióhőjét határozta meg *Láng L.* ultraibolya színeképek vizsgálataival. A különböző reakcióhőértékek segítségével egyben az egyes gyökök szubsztitúciós hatására mutatott rá (36). E vizsgálatairól a II. Magyar Fizikus Vándorgyűlésen is beszámolt.

Láng L. és *Vizesy M.* (37) szisztematikus vizsgálat alá vették, mely kísérleti feltételek mellett lehet legszabatosabban abszorpciós színeképeket felvenni. Az abszorpciós küvetába belépő és az onnan kilépő fényintenzitások értékeit egyidejűleg figyelembe véve egyazon spektrogrammon bármely hullámhossznál több adatból is tudnak közepelni és ezáltal az emulzióhibákat ki tudják küszöbölni.

Ugyancsak *Láng L.*-nak ultrahanggal besugárzott szerves festékkoldatok színváltozásának spektroszkópiai regisztrálása útján sikerült megállapítania, hogy besugárzás hatására a festékmolekulán belül a kromoforgyökök száma és azoknak egymáshoz való viszonya megváltozik, továbbá, hogy e tekintetben minden kromoforra egy optimális besugárzási idő jellemző (38).

A színeképelemzés területén kutatóink jelentős eredményeket értek el mind spektroszkópiai fényforrások és egyéb eszközök fejlesztésének vonalán, mind pedig új elemzési módszerek kidolgozásában.

Egyik dolgozatában (39) *Bardócz A.* a Feussner-féle forgókapcsolós gerjesztőberendezéseknek Kaiser és Wallraff által megalapozott elméletét továbbfejlesztve az aperiodikus csillapítású töltőáramkörrel bíró szinkronkapcsolós gerjesztőberendezések alapelveit ismerteti. Másik dolgozata (40) a szinkronkapcsolóval vezérelt gerjesztőberendezéseknek egyik fontos szerkezetelemét tárgyalja, ismertetve néhány általa tervezett kivitel is. A Központi Fizikai Kutató Intézet Spektroszkópiai Osztályán készült további dolgozatában (41) *Bardócz A.* szaggatott ívkeltő berendezést ismertet, amelyben az ív begyújtásához szükséges nagyfeszültségű és frekvenciájú áramokat nagyfeszültségű elemek felhasználása nélkül állítja elő. A fényforrásokra vonatkozó kísérletei során *Bardócz* elektronikus vezérlésű gerjesztő berendezéseket is szerkesztett. Ezeknek egyik típusa (42) egyenirányított szaggatott ívek előállítására alkalmas. Itt feltöltött kondenzátort tiratron-csővön és Tesla-transzformátor primer-tekercsén keresztül süt ki, a szekunder tekercsben indukált nagyfeszültség szolgáltatja a gyújtóáramot. A tiratron-cső vezérléséhez *Bardócz* változtatható frekvenciájú impulzus-generátort alkalmaz. A most említett ívgerjesztő készüléket *Bardócz* (43) ugyancsak elektronikus vezér-

lésű, de váltóáramú szaggatott ívgerjesztő berendezéssé fejlesztette, mellyel már kétirányú polaritású ívek állíthatók elő.

Az említett intézet emissziós spektroszkópiai csoportja alkalmas technikai berendezést létesített spektráلتisztító elektródszenek hazai előállítására. A berendezés értékes termékével ellátja a hazai kutatóintézeteket és ipari üzemeket is.

Török T. mechanikus vezérlésű, összeépített szikra- és ívgerjesztő készüléket ismertet (44), melyben szaggatott ív vagy kondenzált szikra égési és szünet-idejének tág határok között való szabályozására nagyfeszültségű transzformátor primer körében elmésen megépített mechanikus kapcsolóművet alkalmaz. *Török T.* és *Barabás J.* (45) egy praktikus anyagvizsgáló spektroszkópot, úgynevezett sztiloszkópot is szerkesztett. Mindkét konstrukció hazai műszergyártásunknak komoly értéke. *Török T.* a Rákosi Művek Anyagvizsgáló Laboratóriumában végzett kutatásainak nagyrésze az alumíniumban és annak ötvözeiben előforduló nyomszennyezőknek mennyiségi színeképelemzésére irányult (46, 47). Sikerült igen gyors spektroszkópiai módszereket kidolgozni a Cu-, Ti-, V-, Cr-, Mn-, Ni- és Mg- nyomoknak (48), de a különösen nehéz problémát jelentő Zn-nyomoknak mennyiségi meghatározására. Módszerei az iparnak nagy támogatást jelentenek. *Török T.* »Fémötvözetek színeképelemzése« (49) c. továbbképző füzetében a spektrokémiai analízis legfontosabb eszközeit és módszereit ismerteti. A füzet kimerítő irodalmi útmutatást is tartalmaz. Jól érthető tárgyalási módjával hasznos szolgálatot tett a színeképelemzési módszerek meghonosításának. Másik két továbbképző füzetben (50) *Török T.* az eddiginél alkalmasabb módszert ismertet alumíniumban réznek spektroszkópiai meghatározására, továbbá új eljárásokat ad meg az összehasonlító próbák nélküli spektroszkópiai analízis fényképészetében.

A Műszaki Egyetem Általános Kémiai Intézetében *Erdey L.* és *Geguss E.* (51) eljárást dolgoztak ki a spektroszkópiai analízist minduntalan zavaró ciánsávkoknak kiküszöbölésére.

Az Egyesült Izzó Kutató Laboratóriumában spektroszkópia körébe vágó vizsgálatok és kutatások több irányban fejlődtek. A fluoreszcens lámpák hazai gyártásával kapcsolatban a kutató laboratórium behatóan vizsgálta a fluoreszcens emissziós spektrumokat. A spektrum relatív energiájának mérésére új módszert dolgozott ki. E kutatások lényegesen kiszélesítették a fluoreszcenciáról alkotott elméletek kísérleti alapjait is, egyben lehetővé tették a hazai fénycsőgyártás megindítását (52, 53, 54).

Mátrai Tibor

Központi Fizikai Kutató Intézet

1. Kovács I., Budó Á.: Journ. Chem. Phys. 15, 166 (1947).
2. Budó A., Kovács I.: Hung. Acta Phys. I, 7 (1948).
3. Budó A., Kovács I.: Phys. Rev. 73, 1120 (1948).
4. Kovács I., Budó Á.: Hung. Acta Phys. I. 1 (1949).
5. Budó A., Kovács I.: Acta Phys. Hung. I. 84 (1951).
6. Kovács I., Lagerqvist A.: Journ. Chem. Phys. 18, 1683 (1950).
7. Kovács I., Lagerqvist A.: Ark. f. Fys. 2, 411 (1950).
8. Kovács I.: Acta Phys. Hung. I. 97 (1951).
9. Kovács I.: Acta Phys. Hung. II. 141 (1952).
10. Kovács I.: Magy. Tud. Akad. III. o. Közl. II. 41 (1952).
11. Kovács I., Budó Á.: Act. Phys. Hung. I. 469 (1951). — Ann. d. Phys. 12, 17 (1953).
12. Deézs I., Koczás E., Mátrai T.: Fizikai Szemle, II. évf. 156 (1952).
13. Budó Á., Kovács I.: »Molekulaszinképek«, Mérnöki Továbbképző Int. G. 86. (1948).
14. Kiss Á., Fodor G., Lózza Á.: Acta Chem. Phys. Szeged, II. 25 (1948).
15. Kiss Á., Csetneky E.: Acta Chem. Phys. Szeged, II. 30 (1948).
16. Kiss Á., Csetneky E.: C. R. Acad. Sci., Paris, 228, 1423 (1949).
17. Kiss Á., Csetneky E.: Acta Chem. Phys. Szeged, II. 37 (1948).
18. Kiss Á., Hires J.: Acta Chem. Phys. Szeged, II. 76 (1948).
19. Kiss Á.: Acta Chem. Phys. Szeged, II. 129 (1948).
20. Kiss Á., Bácskay G.: Acta Chem. Phys. Szeged, II. 47 (1948).
21. Kiss Á., Csetneky E.: Acta Chem. Phys. Szeged, II. 132 (1948).
22. Kiss Á., Szőke S.: Acta Chem. Phys. Szeged, II. 155 (1949).
23. Kiss Á., Fodor G., Molnár J.: Acta Chem. Phys. Szeged, II. 189 (1949).
24. Kiss Á., Winkler E., Csetneky E.: Acta Chem. Phys. Szeged, II. 192 (1949).
25. Kiss Á., Faredin I.: Acta Chem. Phys. Szeged, II. 212 (1949).
26. Kiss Á.: Acta Chem. Phys. Szeged, II. 235 (1950).
27. Kiss Á., Molnár J., Sándorffy K.: C. R. Acad. Sci., Paris, 227, 724 (1948).
28. Kiss Á., Molnár J., Sándorffy K.: Bull. Soc. Chim. Fr. V. 16, 275 (1949).
29. Szepesi G.: Acta Chem. Phys. Szeged, III. 49 (1950).
30. Tombácz E.: Acta Chem. Phys. Szeged, III. 56 (1950).
31. Selyem J.: Acta Chem. Phys. Szeged, III. 59 (1950).
32. Varsányi G.: Acta Chem. Phys. Szeged, III. 67 (1950).
33. Varsányi G.: Magy. Kém. F.-irat 56, 1 (1950).
34. Varsányi G., Ladik J.: Acta Chim. Hung. 3, 24 (1953).
35. Varsányi G., Dullien F., Szathmáry J.: Magy. Kém. F.-irat 58, 13 (1952).
36. Kiss J. és Láng L.: Acta Chem. Phys. Szeged, II. 206. (1949).
37. Vizesy M. és Láng L.: Fizikai Szemle. II. évf. 169 (1953).
38. Láng L., Vizesy M.: Acta Chim. Hung. sajtó alatt.
39. Láng L.: Fizikai Szemle, II. évf. 166 (1953).
40. Láng L., Vizesy M.: Magy. Kém. F.-irat, 58. 326 (1952).
41. Láng L.: Magy. Kém. F.-irat, 58, 50 (1952).
42. Bardócz Á.: Műgyet. Közl. 1, 2 (1948).
43. Bardócz Á.: Műgyet. Közl. 3, 140 (1948).
44. Bardócz Á.: Elektrotechnika, 44, 174 (1951).
45. Bardócz Á.: Journ. of Opt. Soc. Am. 42, 357 (1952).
46. Bardócz Á.: Elektrotechnika, 44, 1 (1951).
47. Török T.: Magy. Techn. 6, 81 (1951).
48. Török T.: Acta Chim. Hung. 2, 289 (1950).
49. Török T.: Acta Chim. Hung. 2, 347 (1952).
50. Török T.: Magy. Kém. F. irat, 57, 196 (1951).
51. Török T.: Mérn. Továbbképző Int. V. 50 (1945).
52. Török T.: Mérn. Továbbképző Int. V. 29. (1948).
53. Erdey L. és Geguss E.: Acta Chim. Hung. sajtó alatt.
54. Nagy E.: M. T. A. III. O. Közl. I. 47 (1950).
55. Szigeti G., Nagy E.: Műgy. Közl. 1, 1 (1948).
56. Szigeti G., Nagy E.: Nature, 160, 641 (1947).

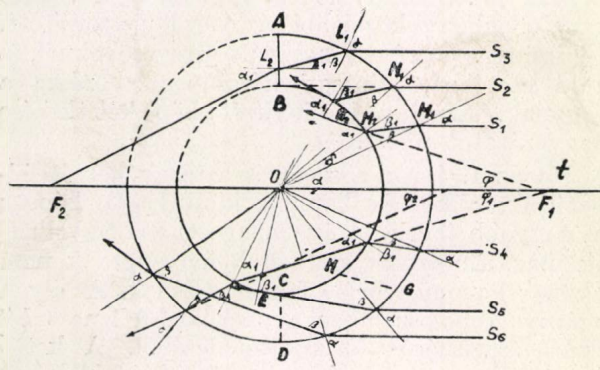
»A fizikai tudomány fejlődése hazánkban a felszabadulás óta« c. szám (III. évf. 3) »A félvezetőről« c. cikkéből kimaradtak Tarján Imre dolgozatai. Pótlólag közöljük ezeket:

- I. Tarján, Z. Phys., 125. 1949. 497.
- Gyulai—Tarján—Zimonyi—Ujhelyi, Fiz. Szemle, 1952, 4—5—6.
- Tarján I., Magyar Fizikai Folyóirat, 1953, sajtó alatt.
- Tarján—Turchányi—Voszka, Magyar Fizikai Folyóirat, 1953, sajtó alatt.

Szerk.

Fénytörés és egyéb jelenségek üvegsőben

A Fizikai Szemle 4. számában megjelent cikkemben azokkal a tükrözési jelenségekkel foglalkoztam, melyeknél a fény csak az üvegső végén léphetett a csőbe. Egy közepesméretű üvegső egyik végét zárjuk el átlátszatlan anyaggal. Ekkor a fény csak a cső falán, mint meggörbített planparallel lemezen, töréssel hatolhat be a csőbe. Ha megvilágított tárgyak környezetében, egy ilyen cső egyik végét szemünkhöz közel tartjuk és belenézünk, akkor a cső körül különböző világosságú sávok és gyűrűk halmazát látjuk. Ezeket a különböző mértékben megvilágított tárgyakról visszaverődő fénysugarak hozzák létre. Ezt a jelenséget csak úgy vizsgálhatjuk meg, hogy egyszerre csak egy fényforrásból kiinduló sugarakat engedünk át a cső falán. Ezt a kísérletet végezhetjük esti megvilágításnál szobában egy távolabbi lámpával. Alkalmasabb a Hold, vagy utcai lámpa.

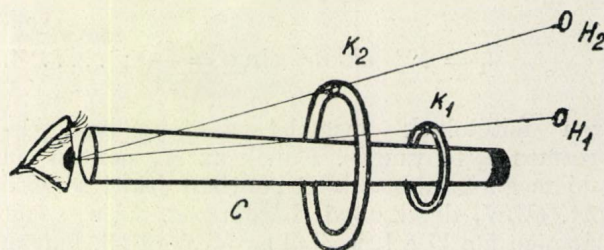


1. ábra

Az 1. ábrán C az egyik végén elzárt üvegső, H_2 és H_1 ugyanaz a fényforrás két különböző helyzetben, S a szem helye. Tartsuk az üvegsövet úgy, hogy a távolabbi fényforrásból jövő fény a cső falán áthatolva jusson be a szembe. Ez esetben a csőnek csak az egyik, a megvilágított felén halad át fény, és mégis a sötétnek látszó cső körül egy teljes és feltűnően fényes körgyűrűt látunk ($K_1 K_2$). A fénynyaláb és a cső hajlásszögének változtatásával a fényes gyűrű előre és hátra mozog. A gyűrű átmérője az üvegső látszólagos átmérőjének többszöröse; nagysága, a szembe jutó fénynyaláb hajlásszögének változtatásával egyértelműen változik. Ezenkívül a fénygyűrűben a távoli világító tárgy kicsinyített képét látjuk, a szembe jutó fénynyaláb irányában. Némelyik csőben több kicsinyített képet látunk egymásmellett. Ennek az az oka, hogy a cső külső és belső hengerfelülete nem párhuzamos. Erről a cső tengelykörüli forgatásával győződhetünk meg. Ennél a megfigyelésnél két jelenség van együtt, a *kicsinyített kép* és a *fényes körgyűrű*. Keressük ezeknek magyarázatát.

A képek megfigyelésénél a csőnek csak az egyik fele van megvilágítva; ennek a felének

egy ferdemetszésű, patkóalakú rétegén haladnak át azok a fénysugarak, melyek a látott képeket alkotják. Az üvegsőből két párhuzamos síkkal vágunk ki egy vékony gyűrűalakú darabot (2. ábra). Ezt a középpontján át reá merőleges sík-



2. ábra

kal vágjuk két egyenlő részre; így két patkóalakú félgűrűt kapunk. Vizsgáljuk meg először a jobboldali, a megvilágított félgűrűt, mint *patkóalakú lencsén*, azután mint a két egyenlő patkóalakú lencséből összetett *csőgyűrűalakú lencsén* áthaladó fénysugarak útját. (rövidebben patkó-lencse, csőgyűrű-lencse.)

A 2. ábra a csőgyűrű egyik metszetét mutatja, melyen O a körgyűrűt határoló két kör közös középpontja, $F_1 F_2$ az O ponton áthaladó tengely; a belső kör sugara r , a külsőé R . A patkó-lencsének ($ABCD$) felső részén s_1, s_2 és s_3 a tengellyel párhuzamos fénysugár halad át. Az s_1 sugár az M_1 és M_2 pontban a fénytörés törvénye szerint megtörve halad át a lencsén. A belépő és kilépő sugárrészek hajlásszöge a beesési merőlegessel a és a_1 ; nevezzük mindkettőt beesési szögnek; β és β_1 -t törési szögnek. Az ábrán látható, hogy

$$\beta_1 > \beta \quad a_1 > a$$

és pedig :

$$\beta_1 = \beta + \delta, \quad a_1 = a + \delta + \varphi \dots \dots 1.$$

Ebből következik, hogy az M_2 pontnál kilépő sugárrész ellenkezőirányú meghosszabbítása az F_1 pontban metszi a tengelyt, úgyszintén a vele szomszédos sugarak is. δ a két beesési merőleges által bezárt szög, φ a lencséből kilépő sugárrész ellenkezőirányú meghosszabbításának szöge a tengellyel. A fenti két egyenletből :

$$\varphi = (a_1 - a) - (\beta_1 - \beta) \dots \dots 2.$$

Eszerint az s_1 és a szomszédos sugarakra nézve az F_1 képzetes gyújtópont, ezért a patkó-lencsének ez a része *domború-homorú* szórólencse.

Az $OM_1 M_2$ háromszögből, a két beesési szög, a két törési szög és a két görbületi sugár között a fénytörés törvénye alapján a következő összefüggés állapítható meg :

$$\frac{\sin a}{\sin a_1} = \frac{\sin \beta}{\sin \beta_1} = \frac{r}{R} = \text{konstans} \dots \dots 3.$$

A két beesési és a két törési szög \sin függvényének hányadosa egyenlő és konstans; ez egyenlő a két görbületi sugár hányadosával.

Tekintettel arra, hogy a patkó-lencse met-szetének a külső határa félkör, a belső pedig egy félkör és két egyenes, tehát a két oldala nem egyforma, ezért több különböző helyen átmenő sugár útját kell megvizsgálni. A 3. egyenletben legyen

$$\alpha_1 = 90^\circ \text{ akkor } \sin \alpha = \frac{r}{R}; \dots\dots 4.$$

Ezen feltételnek megfelel a tengellyel párhuzamos s_2 fénysugár. Ennek az N_1 ponton túl való meghosszabbítása B pontban érinti a belső kört. OBN_1 derékszögű háromszög. Az s_2 sugár már nem lép ki a lencséből az N_2 pontnál, hanem teljes visszaverődést szenved. Az N_1N_2 egyenes egyik határa a szórólencsének, a lencse alsó részén a HG egyenes. Ezek szerint a patkó-lencsének az N_1N_2HG része szórólencse. Ezen a részen azok a tengellyel párhuzamos sugarak haladnak át, melyeknél a külső beesési szög nagysága a következő:

$$0 \leq \sin \alpha \leq \frac{r}{R} < 1 \dots\dots\dots 5.$$

Az s_2 -nél nagyobb külső beesési szöggel bíró, a külső felületen megtört és az N_2B körívre eső sugarak, erről mint domború gömbtükrön verődnek vissza; ez a lencsének a tükröző része. A tükröző rész külső határát a B ponton áthaladó megtört sugár képezi. Keressük ennek a sugárnak a külső beesési szögét.

A B ponton áthaladó megtört sugárrésszel határolt és ezen kívül eső rész síkdomború-lencse. Ezen a gyűjtő lencserészen áthaladó s_3 fénysugár L_1 és L_2 pontban megtörve F_2 gyújtópontban metszi a t tengelyt. Az OL_1L_2 háromszögből:

$$\frac{\sin \beta}{\sin \beta_1} = \frac{OL_2}{R} \dots\dots\dots 6.$$

OL_2 változó, itt nincs olyan törvényszerűség, mint a szóró lencserésznél. A 6. egyenletből a külső beesési szög nagysága:

$$\sin \alpha = \frac{n \cos \beta_1 OL_2}{R} \leq 1$$

A síkdomború lencserészen alig halad át a fény, mert legnagyobb része a külső felületen visszaverődik. Ha $OL_2 = r$, akkor:

$$\sin \alpha = \frac{n \cos \beta_1 r}{R} < 1 \dots\dots\dots 7.$$

Az s_3 ilyen $\sin \alpha$ nagyságú külső beesési szögnél képezi a tükröző rész külső határát.

Ezek szerint, a patkó-lencse — a külső felületre eső fénysugarakkal szemben — három részből

áll, a középső része szórólencse, ettől kétoldalt domború gömbtükr, és ezen kívül két oldalt gyűjtőlencse. Ezek határai a tengellyel párhuzamos fénysugarak külső beesési szögeinek nagyságával kifejezve:

$$0 \leq \sin \alpha \leq \frac{r}{R} < 1 \dots\dots\dots \text{szórólencse,}$$

$$\frac{r}{R} \leq \sin \alpha \leq \frac{n r \cos \beta_1}{R} < 1 \text{ domború gömbtükr,}$$

$$\frac{n r \cos \beta_1}{R} \geq \sin \alpha \leq 1 \dots \text{gyűjtőlencse} \dots 8.$$

A patkó-lencsében a szórólencserészt jól elhatárolja a tükrözőrész. Ezért a távoli tárgyakról jó virtuális képet kapunk. Ez a tulajdonsága akkor is megmarad, ha az üvegcsővet nem merőlegesen, hanem ferdén metszük. Ezt igazolja az 1. ábrán feltüntetett kísérlet, melynél a világító tárgyról jövő fénysugarak ferdén haladnak át az üvegcső egyik felén és jó képet kapunk. A távoli tárgyak (pl. a Hold) képe in torzítás nem vehető észre, ellenben a közelebbi tárgyak képe torzított. A kicsinyített kép a használt üvegcsőveknél, a Hold esetében, mintegy háromnegyed része a tárgynak. Ezzel a kicsinyített kép keletkezése magyarázatot nyert.

Ha az 1. ábrán a szem és a tárgy helyét felcseréljük, akkor is kapunk kicsinyített képet; ezt nagyobb átmérőjű üveghengerekben figyelhetjük meg. Ebben az esetben a fénysugarak nem a külső, hanem a belső felületre esnek. Az ilyen sugárnyalábbal szemben a patkóalakú lencse két részből áll, szóró- és gyűjtőlencséből. A kettő között nincs tükrözőrész. A patkó-lencsének ezt a tulajdonságát a 2. ábrán igazolhatjuk. A lencsének ez a kétféle irányú sugárnyalábbal szemben való viselkedése az alakjából következik. A patkó-lencse külső határa egy fél hengerfelület, a belső határa pedig egy fél hengerfelület és két síklap. A tengellyel párhuzamos BC szélességű sugárnyaláb a lencsét mint széttartó nyaláb hagyja el, az AB és CD síklapokra eső sugarak pedig mint két összetartó sugárnyaláb lép ki a lencséből. A széttartó és összetartó nyalábok a lencse mögött találkoznak, de ez nem zavarja a látható képet.

Az 1. ábrán feltüntetett kísérletnél említett fényes gyűrű az üvegcső teljes keresztmetszetében, a két egyenlő patkó-lencséből összetett csőgyűrű-lencsében keletkezik. A 2. ábrán a t tengely alatti részen, a csőgyűrű-lencsének az alsó fele látható. Vizsgáljuk meg a rajta áthaladó és a tengellyel párhuzamos s_4 , s_5 és s_6 fénysugár útját. Az s_4 sugár négyszeres töréssel halad át a lencsén. Az ábrán látható, hogy a két külső törési pontnál, úgyszintén a két belső törési pontnál keletkező beesési és törési szögek egyenlők. A csőgyűrű-lencséből liképő s_4 fénysugár ellenkező irányú meghosszabbítása nagyobb szöget zár be a tengellyel, mint egy patkó-lencsén való áthaladáskor. ($\varphi_2 = 2\varphi_1$) Tehát a csőgyűrű-lencs-

nél ez a rész kisebb gyújtótávolságú szórólencse, mint a patkó-lencsénél. Ez az összetételéből következik. Ha üvegsövet nyomtatott betűsor fölé tartunk, akkor jól láthatjuk a kicsinyített képet a két tükröző rése között. A cső távolításával a kép kisebbedik.

A szórólencserésznek a csőgyűrű-lencsénél is ott vannak a határai (N_1N_2 és HG) ahol a patkó-lencsénél, mert az s_2 fénysugárral szimmetrikus helyzetű sugár nem léphet ki csőgyűrűből. A HG határtól kezdődő gömbtükör rész külső határának megállapítására

$$a \frac{\sin \beta}{\sin \beta_1} = \frac{r}{R} \text{ egyenletben legyen } \beta_1 = 90^\circ$$

$$\text{akkor} \quad \sin \alpha = \frac{n r}{R} < 1 \dots\dots\dots 9.$$

A 9. egyenlet feltételének megfelel az s_5 fénysugár, melynek megtört része az E pontban érinti a belső kört. Ez a sugár rész alkotja a tükröző rész külső határát. A csőgyűrű-lencsénél nagyobb a gömbtükör rész, mint a patkó-lencsénél, mert

$$\frac{n r}{R} > \frac{n r \cos \beta_1}{R}$$

Az s_6 fénysugár az s_5 megtört részén kívül eső lencserészen, mint tömör gömbön halad át az ábrán látható módon. Itt a vízzel telt üveg-gömböknél ismert fénygyűjtő jelenség áll elő. A csőgyűrű-lencsének a külső és belső oldalát hengerfelület határolja, ezért a fénysugarak mindkét oldalról hengerfelületen törnek meg. E szerint a csőgyűrűlencse mindkét irányú fénysugárral szemben három részből áll. E három rész határa a ráeső sugarak beesési szögeivel kifejezve:

$$0 \leq \sin \alpha \leq \frac{r}{R} < 1 \dots\dots\dots \text{szórólencse,}$$

$$\frac{r}{R} \leq \sin \alpha \leq \frac{n r}{R} < 1 \dots \text{domború gömbtükör,}$$

$$\frac{n r}{R} \leq \sin \alpha \leq 1 \dots\dots \text{gömbi gyűjtőlencse} \dots 10.$$

Az üvegsőben látható fényes körgyűrű a tükröző részben keletkezik. Az üvegső megvilágított felületén belépő és a HE felületre eső fénysugarak ezen a felületen mint domború gömbtükörön visszaverődnek; ezek a külső felületről mint homorú-gömbtükörrel verődnek vissza ismét a domború felületre. Ez állandóan ismétlődve, a két hengerfelület között teljes visszaverődéssel futnak körbe a fénysugarak. Ez hasonló a világító vízsugárnál megfigyelhető jelenséghez. Ezekhez a sugarakhoz hozzájárulnak még a szórólencserészen áthaladó és a törési pontoknál a két felület között visszaverődő sugárrészek is.

A csőgyűrűben számtalan visszaverődéssel körbefutó sugarak visszaverődési pontjainál, az üvegső egyenletlensége miatt fényszóródás lép fel és a csőgyűrű külső és belső felületén is lépnek ki különböző irányba fénysugarak. Ez ferdén ráeső fénysugaraknál is fellép. Kísérletünknel ilyen

ferde metszetben keletkezik a fényes gyűrű, melyet az üvegső belsejébe lépő szórt fényből, a szembe jutó sugár kúp meghosszabbításában látunk. Szemünkbe azok a sugarak jutnak, melyeknek az üvegső tengelyével alkotott szögük megegyezik a világító tárgyból a szembe jutó sugaraknak ugyancsak a tengellyel alkotott szögével. A világító tárgyból a szembe jutó fénynyaláb és az üvegső hajlásszögének változtatásával a fényes gyűrű látószöge is változik. A látószög nagyságának megfelelően a fényes gyűrűt a cső távlati képe körül nagyítottunk látjuk. Több távoli fényforrás esetében több fényes gyűrű keletkezik; a cső és a fénynyaláb hajlásszögének megfelelő nagyításban. Ezzel magyarázatát adtuk a fényes gyűrű keletkezésének.

A gömbi gyűjtőlencserésznek ennél a jelenségnél nincs szerepe. Erre a részre eső fénysugarak majdnem teljesen visszaverődnek a külső felületen. A napfény útjába helyezett üvegsővel gyűjtő hatást nem lehet kimutatni.

Megvilágított tárgyak környezetében minden tárgyról érkező sugarak, különböző világosságú gyűrűket vagy sávokat hoznak létre. Így keletkezik az üvegső körül a sávok és gyűrűk halmozából a nagyított csonkakúp alakú virtuális kép, melyet az első megfigyelésnél említettem.

Az üvegső belsejébe jutó szétszórt fény a cső végét elzáró dugót is megvilágítja, mégpedig a környezettől függően különböző mértékben. Eszerint a dugó mint világosabb, vagy sötétebb tárgyként szerepel a cső végén és az előbbi tüneményhez hozzáadódik a dugónak a sávos tükröképe, amely mint csőtükörben keletkezik. Több ilyen sávos képet lehet megfigyelni.

Az üvegsőekben megfigyelhető tünemények vizsgálata közben felismert patkó- és csőgyűrűlencsének csak azokkal a tulajdonságaival foglalkoztam, amelyek a leírt tünemények magyarázatára szolgálnak. A patkó-lencse tengely körüli forgásából keletkező *gömbhéj süveg-lencse*, a csőgyűrű-lencse tengely körüli forgásból keletkező *gömbhéj-lencse* összes tulajdonságainak kivizsgálása külön probléma. Annnyit meg lehet állapítani, a gömbhéjsüveg-lencse átmeneti forma a domború-homorú és homorú-domború lencse között. Mindegyikből leszármaztatható úgy, hogy a görbületi középpontjuk összeesik. Ezen származtatás szerint mint átmeneti forma, mindkét lencsefaj bizonyos tulajdonságát megtartja. Így lesz részben szórólencse és részben gyűjtőlencse; egyik esetben a kétféle lencserész gömbtükörrel elválasztva. A gyakorlati életben gömbhéjsüveg-lencsének lehet tekinteni a ragasztott lencsék között lévő ragasztóréteget.

Egy fekete csőtükör egyik végét ujjunkkal úgy zárjuk el, hogy közvetlenül fény ne juthasson a csőbe, csak az ujjunkon át. A cső elzárt végét tartjuk lámpa elé és figyeljük meg a látható jelenséget. Ekkor a cső végét elzáró ujjrész világító tárgyként szerepel. A cső végénél, ahol nagyobb nyomás éri ujjunkat, világos vörös,

innen a középpont felé mindég sötétebb a vörös szín. Ennek a világító tárgynak is láthatjuk a cső körül a tükörképét mégpedig váltakozva, világosabb és sötétebb vörös sávok formájában. Mintegy 6—8 sávot számolhatunk meg. Ha elzáró ujjunkat felülről világítjuk meg, akkor is ugyanilyen képet kapunk, csak a vörös szín nem olyan élénk.

Ha ezt a kísérletet fémes csőtükörrel végezzük, akkor meglepetéssel láthatjuk, hogy ujjunkon át annyi fény jut be a csőbe, hogy a világos és sötétebb vörös sávok egy 40 — 50 cm hosszú cső körül egész hosszában csonkakúp alakú virtuális képet alkotnak. Felső megvilágításnál a kép ugyanolyan, csak a sávok színe tompított.

Ha alkalmas kis spektroszkóppal,* melynek kollimátor csővét ujjunkkal teljesen elzárhatjuk, megnézzük az ujjunkon áthatoló fény spektrumát, akkor azt tapasztaljuk, hogy a fehér fényből csak a vörös sugarak haladnak át az ujjunkon, a többi elnyelődik. Az elnyelési színek élénk vörös, a szélek felé elmosódott, a 720—580 $m\mu$ hullámhossz területen. Ha ujjunkat felülről világítjuk meg, akkor a tompított vörös színű sáv mellett még halvány sárgás-zöld sáv is látható. Ebben az esetben is a vörös sugarakon kívül majdnem minden hullámhosszúságú fénysugarat elnyel az emberi test. A vörös sugarak a testben belső szétszóródást szenvednek és főképpen a vörös vérsejteken visszaverődve kilépnek a testből. Feltűnő, hogy a testre eső fény-

ből mintegy kerülő úton mennyi vörös fény jut be az üvegcsőbe, vagyis mennyi visszavert fény lép ki az emberi testből. A kilépő vörös sugarak adják az emberi test egyes részeinek a piros színét. Csökkent vérkeringés (ájulás, betegség) esetén a piros arcszín elhalványodik. Ez mutatja, hogy a visszavert vörös sugarak mennyisége a vérkeringéssel van összefüggésben. Ráeső fény esetén a vörös elnyelési sáv mellett mutatkozó gyenge sárgás-zöld sugarak adják valószínűleg a beteges arcszínt, amikor a vörös sugarak kisebb mennyiségben verődnek vissza.

Megemlítem még, hogy elméleti meggondolás szerint az elektromos csőhullámok a vastagabb kábelekből, csövekből mint csőtükrökben keletkeznek. »Ha ugyanis a vezető mérete a hullámhosszhoz képest igen nagy, akkor az itt szereplő hullámok természetesen úgy viselkednek, mint a fényhullámok, tehát a mértani törés és visszaverődés törvényének eleget tesznek és az interferencia jelenségek is egyszerűen számíthatók*«.

Az üvegcsövek a síktükör, a gömbtükör és a fénytani lencsék elemeiből vannak összetéve. Ennek megfelelően a bennük megfigyelhető tünetmények is a felsorolt részek ismert tünetényeiből tevődnek össze.

* »Ersza« jelzésű kis spektroszkóp. Laboratóriumi felszerelések gyára.

* Simonyi K. Elméleti villamosságtan. 424. o.

Kedves Miklós
Szeged, Pedagógiai Főiskola

Értesítés!

A kormányprogramm végrehajtása során mód nyílt arra, hogy a

Fizikai Szemle példányszámát feleemeljük.

Ez lehetővé teszi, hogy azok, akiknek az eddigi korlátozás miatt előfizetését vagy többpéldányos megrendelését nem fogadhattuk el, az 1954. évi évfolyamtól kezdődően előfizethessenek, illetve folyó évre szóló megrendelésüket magasabb példányszámra emeljék fel.

Az új érdeklődők figyelmét felhívjuk azonban arra, hogy miután a jelenlegi példányszámemelés is megszabott keretek között állapítottatott meg, megrendelésüket és befizetésüket mielőbb tegyék meg, mert az igényeket a beérkezések sorrendjében tudjuk csak teljesíteni.

A kéthavonként megjelenő lap évi előfizetési ára 30.— Ft.

Az összeg rendeltetésének pontos feltüntetése mellett a befizetések a következő címre küldendők:

POSTA KÖZPONTI HÍRLAP IRODA
BUDAPEST, V., JÓZSEF NÁDOR-TÉR 1.
MNB EGYSZÁMLASZÁM: 19.661.013-47



Néhány kísérlet a Rayleigh-féle szórással kapcsolatban

Ha fény esik valamilyen részecskére (egyes molekulákra, atomokra, elektronokra, kolloid-részecskékre, porszemekre stb.), a részecske fényt bocsát ki. Ezt a szekunder fényt szórt fénynek nevezzük. A fényszórás alapvető fizikai jelenség: általa láthatóvá válnak nem világító testek. A szórással magyarázhatók az elhajlás és interferencia jelenségek, sőt a fénytörést is mint a fényszórás speciális esetét foghatjuk fel. A fényszórás segítségével értelmezhetjük a törésmutató függését a hullámhossztól, azaz a diszperziót.

A szekunder fény létrejöttét a fény elektromágneses elmélete egyszerűen magyarázza. Minden részecske úgy viselkedik, mint egy rezgésre képes dipol, amely kényszerrezgésbe jön, ha elektromos hullámok, pl. fénysugár éri. A rezgő részecske azután, mint parányi antenna elektromos hullámokat sugároz környezetébe. A szóródás különböző módon játszódik le attól függően, hogy milyen a részecske mérete a ráeső elektromos hullám hullámhosszához képest, mekkora a dipol saját frekvenciája a primer sugárzás frekvenciájá-

fényben világít, a közbeeső részek zöld és sárga színeket mutatnak. A jelenséget a következő módon magyarázzuk:

A kolloid szemcsék a fény hatására rezgő dipollokká válnak és minden irányban sugároznak. Ezért látjuk oldalról is világítani a csövet. Mint-hogy a szórt fény energiáját a beeső fényből nyeri, ezért a vízoszlop hossza mentén a primer fény és vele együtt a szórt fény erőssége is fokozatosan csökken. A beeső fényenergia csökkenésében általában az abszorpció is szerepet játszik, kísérletünkben azonban, átlátszó közegről lévén szó, a csökkenést gyakorlatilag csak a szóródás hozza létre. A csökkenés mértékéül az ú. n. extinkciós állandót* használjuk, amelyet az alábbi módon definiálunk. A vízfelületre eső primer sugárzás teljesítménye legyen W , ennek gyengülése dx vastagságú vízoszlop esetében dW ; ugyanennyi a szórt fény teljesítménye. A mérések szerint dW arányos a beeső teljesítménnyel és dx -szel, tehát

$$-dW = K \cdot W \cdot dx,$$

ahol K arányossági tényezőt extinkciós állandónak nevezzük. Elvégezve az integrálást véges x vastagság esetére

$$W_2 = W_1 \cdot e^{-K \cdot x}$$

összefüggéshez jutunk, ahol W_1 a beeső primer-sugárzás teljesítménye, W_2 pedig az x vastagságú rétegből kilépő sugárzás teljesítménye. A $W_1 - W_2$ különbség a szórt fény teljesítménye. Ha $x = \frac{1}{K}$,

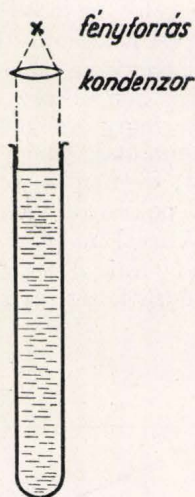
akkor a fenti egyenlet szerint $W_1/W_2 = e$, ami azt jelenti, hogy az extinkciós állandó reciprok értéke annak a rétegvastagságnak a számértékét adja meg, amely mellett a beeső teljesítmény e -ed részére csökken.

A K értéke függhet a beeső fény hullámhosszától. Kísérletünkben a szóródást létrehozó részecske mérete kicsiny a beeső sugárzás hullámhosszához képest, a részecskéknak, mint rezgő dipolloknak saját rezgésszáma pedig nagy a beeső sugárzás frekvenciájához képest. A részecskék rendezetlenek és a közöttük levő távolság nagy a beeső sugárzás hullámhosszához képest és így a szekunder hullámok között interferencia nem léphet fel. Ilyen feltételek mellett beszélünk Rayleigh-féle szórásról és ekkor a dipolsugárzásra levezethető összefüggés felhasználásával

$$K = \text{konstans} \cdot \frac{N}{\lambda^4}$$

összefüggéshez jutunk, ahol N a térfogategységben levő szóró részecskék számát, λ pedig a fény

* Ha a csökkenést létrehozó tényezők közül az abszorpció dominál, akkor abszorpciós állandóról beszélünk.



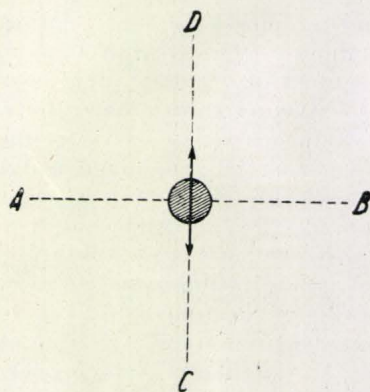
1. ábra

hoz képest, mekkora a részecskék egymástól való távolsága, elhelyezkedésük egymáshoz képest rendezett-e vagy rendezetlen.

A következőkben a fényszórás egyik speciális esetével foglalkozunk csupán, az ú. n. Rayleigh-szórással.

Oldjunk kénport alkoholban és néhány cm³-nyi oldatot öntsünk kb. 1 liter desztillált vízbe. A kén finom kolloid alakjában válik ki. Öntsük az így elkészített kolloid oldatot kb 1 m hosszúságú 3–4 cm átmérőjű alul zárt üvegcsőbe és világítsuk meg az 1. ábra szerint erős monokromatikus fényvel (pl. ívlámpa zöld színszűrővel). A vízoszlop teljes hosszában világít, a felső részén erősebben, az alsó részekben fokozatosan gyengébben. Ha fehér fényvel világítjuk meg a vízoszlopot, felső része kék, az alsó pedig vörös

hullámhosszát jelenti. A K tehát Rayleigh-féle szórás esetén a hullámhossz negyedik hatványával fordítva arányos. Ez azt jelenti, hogy rövid hullámhosszúságú fény esetén a K nagy, hosszú hullámhosszknál pedig kicsiny. Ha azonban K nagy,



2. ábra

akkor a fény rövid úton szóródik, kisebb K esetén pedig hosszabb úton. A kék fény tehát rövidebb úton szóródik, mint a zöld vagy vörös fény. Ezért világít fehér fény esetében kék színben a cső felsőrésze és vörös színben az alsó.

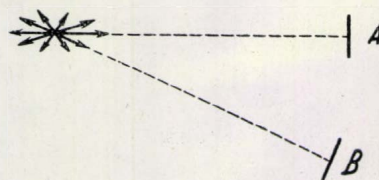
A Rayleigh-szórás természetére vonatkozólag további adatokat szolgáltatnak a következő kísérletek. Helyezzünk a beeső fény útjába valamilyen polarizátort (pl. Nicol-t vagy Herotar-lemezt), azaz polarizált fényt bocsássunk a kolloid oldatra. A szórt fény erőssége különböző irányokban különböző lesz. Ezt mutatja a 2. ábra, amelyben a vízoszlopot a rajz síkjára merőlegesen kell elképzelnünk. A vonalkázott terület a vízoszlop keresztmetszetét ábrázolja, a kettős nyíl pedig a poláros fény fényvektorának irányát (elektromos térerősség irányát) jelzi. A—B irányban maximumot, C—D irányban pedig minimumot mutat a szórt fény erőssége. A szórt fény erősségének irányeloszlását különösen jól észlelhetjük, ha a csövet egyetlen oldalról, figyelve, a polarizátort a beeső fény, mint tengely körül forgatjuk. A látómező egy teljes körülfordulás alatt kétszer megvilágosodik, kétszer elsötétedik. — A jelenséget úgy magyarázzuk, hogy poláros fény hatására a dipolok egyetlen egyenes mentén rezegnek és pedig ábránkban a kettős nyíllal párhuzamosan. A mérések és számítások szerint egy ilyen rezgő dipol (antenna) sugárzása a rezgés irányára merőlegesen (A—B irány) maximumot, a rezgés irányában (C—D irány) pedig minimumot mutat. Természetes fény esetében a fényvektor másodpercenként igen sokszor változtatja irányát, ezért természetes fény esetében egyenlő erősségű szórt fényt észlelünk bármelyik oldalát is vizsgáljuk az üvegcsőnek.

Az előbb polarizált fény felismerésére használtuk fel a szóródás jelenségét, most pedig polarizált fény előállítására fogjuk felhasználni. Szemünk elé pl. Nicolt helyezve, figyeljük néhány

méter távolságból a szórt fényt. Ha a Nicolt forgatjuk, egy teljes körülfordulás alatt két ízben a szórt fény gyengülését és két ízben erősödését észleljük. Ez azt jelenti, hogy a szórt fény polározott. Kísérleti összeállításunkban a polározott szórt fény elektromos vektora vízszintes helyzetű. — A magyarázat a következő: a függőlegesen beeső természetes fény elektromos vektora vízszintes síkban változik, az általa gerjesztett dipolok is tehát vízszintes síkban rezegnek. A 3. ábra egyetlen dipol rezgési irányait mutatja be a rajz síkjára merőlegesen. Ha a dipolok által kibocsátott szórt fényt a dipolok rezgési síkjában vizsgáljuk (A-helyen), lineáris polározott fényt észlelünk. Ezt észleljük, ha a megfigyelő az üvegcsővel egyenlő magasságban helyezkedik el.

Hajtsuk végre a kísérletet olyan esetben is, amikor a megfigyelő nem merőlegesen néz a függőleges helyzetű üvegcsőre, hanem pl. a B-helyzetből. A Nicol forgatásakor most is észlelünk gyengülést és erősödést a szórt fény erősségében, de lényegesen kisebbek a fényintenzitásbeli változások, mint az A-helyzetben voltak. A B-helyzetben csak részben polározott fényt észlelünk. Magyarázat: képezzük ugyanis a rezgésirányok vetületét a B-helyen lévő lemezkére. Míg az A-helyzetben a vetület egyenes mentén helyezkedik el, addig a B-helyzetben ellipszis alakú területre esik. Az ellipszis nagy tengelyének irányába eső rezgések dominálnak más irányokba eső rezgésekhez képest, de nem egyedüliek. Ilyenkor beszélünk részben polározott fényről.

A Rayleigh-szórással magyarázzuk az ég kék színét. A Nap sugarai a levegő—molekulákon szóródnak. A szóródás feltételei hasonlóak ahhoz,



3. ábra

amit fentebb a Rayleigh-féle szórással kapcsolatban mondtunk. A levegőrétég vastagsága elegendő ahhoz, hogy a rövid hullámhosszúságú kék fény szóródjék, más hullámhosszúságú sugarak észrevehetően nem szóródnak. A szórt kék fény jut a szemünkbe és ezért látjuk kékek az égboltozatot. A szórt kék fény erőssége oly nagy, hogy hozzá képest a csillagok fénye elenyésző, ezért nem látjuk nappal a csillagokat.

Napfelkeltekor és naplementekor a Nap sugarai igen vastag levegőrétegen át jutnak a szemünkbe. A vastag levegőrétegen a hosszúhullámhosszúságú sugarak kevésbé szóródnak, mint a rövidebb hullámhosszúságúak, ezért látjuk vörösén a Nap korongját. Helyezzünk az üvegcsőnk alá

fehér papírt. Vörös fényfoltot látunk rajta. A hosszú vízoszlopon csak a vörös sugarak tudtak áthatolni. Hasonló jelenséget észlelünk kísérletünkben, mint ami a természetben játszódik le naplementekor és napfelkeltekor.

Figyeljük az égboltozatot pl. Nicol-on keresztül. A Nicol forgatásakor a fény gyengülését és erősödését észleljük. A hozzánk érkező szórt fény részben polárizott, ami fenti kísérleteink szerint érthető.

Még egy megjegyzés! Minthogy K arányos a térfogategységben lévő szóró részecskék számával, a K -ra vonatkozó fentebb leírt összefüggés lehetőséget nyújt arra, hogy meghatározhassuk a térfogategységben lévő levegő-molekulák számát, azaz a Loschmidt-számot. Az így kapott érték jól egyezik más eljárásokból nyert eredményekkel.

Budapest, 1953 február

Tarján Imre és Voszka Rudolf
Orvosi Fizikai Intézet

A KÖZÉPISKOLAI TANÁR LABORATÓRIUMÁBÓL

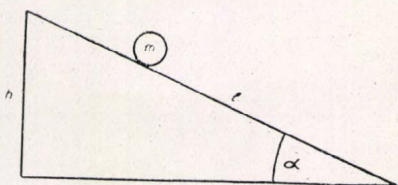
Henger és gömb legördülése a lejtőn

Elégé általánosan ismert kísérletekről lesz szó. A kísérletek könnyen elvégezhetők, de teljesen csak akkor aknázhatjuk ki, ha az elemi elméletét is megadjuk. Különösen alkalmas a témánk szakköri foglalkozásra, a már tanult anyag elmélyítésére.

Ha a lejtőn esést hengerrel vagy golyóval végeztetjük és meghatározzuk a gyorsulást, az

$$a = g \sin \alpha$$

összefüggésből kiszámíthatjuk $g = \frac{a}{\sin \alpha}$ értéket.



1. ábra

Azonban ez a g érték annyira eltér az ingával mérhetőtől, hogy azt a sűrűdással nem magyarázhatjuk meg. Az eltérés magyarázatát az adja, hogy a henger vagy gömb egyidejűleg haladó és forgó mozgást végez és mi a forgó mozgást nem vettük számításba.

Tudjuk, hogy a merev test általános mozgása mindig két mozgásból tevődik össze: egy haladó és egy forgó mozgásból. Ezeket egyidejűleg, de egymástól függetlenül végzi a test. Ezért a mozgó merev test kinetikai energiáját úgy nyerjük, hogy felírjuk külön-külön a haladó és forgó mozgásra érvényes kinetikai energiákat és összegezzük. A tárgyalás egyszerűsítése érdekében tegyük fel, hogy a henger vagy gömb csúszás nélkül gördül le a lejtőn és a sűrűdástól és közegellenállástól eltekin-tünk.

Induljunk ki az energiatételből. A mozgás kezdetén csak helyzeti, a végén csak mozgási energia van. Tehát

$$mgh = \frac{mv^2}{2} + \frac{I\omega^2}{2}, \quad (1)$$

hol h a lejtő magassága, m a leguruló test tömege, g a nehézségi gyorsulás, v a haladó mozgás sebessége, ω a forgó mozgás szögsebessége, I a test súlypontján átmenő tengelyre vonatkoztatott tehetetlenségi nyomatéka.

Mivel csúszás nincs,

$$v = r\omega \text{ és } h = C \sin \alpha, \quad (2)$$

így (1)-ből

$$v^2 = 2l \frac{g \sin \alpha}{1 + \frac{I}{mr^2}} \quad (3)$$

Henger esetében, ha r a henger sugara,

$$I = \frac{mr^2}{2} \quad (4)$$

ezért

$$v^2 = \frac{4}{3} lg \sin \alpha. \quad (5)$$

Ámde gyorsuló mozgásnál

$$v^2 = 2al = \frac{4}{3} lg \sin \alpha.$$

és így

$$a = \frac{2}{3} g \sin \alpha = 0,667 g \sin \alpha. \quad (5a)$$

Értelmezzük az eddigi eredményt: Haladó mozgás (sűrűdés nélküli csúszás) esetében $a = g \sin \alpha$ lenne. Ha henger gurul le, a értéke $\frac{1}{3}$ résszel kisebb. Mivel (5a)-ban sem a henger méretei, sem a sűrűség nem szerepel, a gyorsulás független a hengeralakú test méreteitől és anyagi minőségétől.

Ha gömböt gurítunk le, a számítások szerint

$$I = \frac{2}{5} mr^2. \quad (6)$$

Hasonló számítással nyerjük, mint fentebb

$$v^2 = \frac{10l}{7} g \sin \alpha \quad (7)$$

$$a = \frac{5}{7} g \sin \alpha = 0,714 g \sin \alpha. \quad (7a)$$

Az a itt sem függ a gömb sugarától és anyagi minőségétől. Ha az (5a) és (7a) összefüggéseket összehasonlítjuk, azt találjuk, hogy a gömb és henger esetében különbség van a gyorsulásban. Ennek az a magyarázata, hogy alakjuk különböző és azonos sugar mellett tehetetlenségi nyomatékuk különböző:

$$I_h > I_g \text{ és } a_g > a_h,$$

tehát a nagyobb tehetetlenségi nyomatékú test lassabban gurul le.

Eddigi eredményeinket kísérletileg ellenőrizhetjük, ha különböző méretű és anyagi minőségű guruló testeket, hengereket és gömböket készítünk. A kísérletek azt mutatják, hogy a különböző anyagi minőségű testek gurulása nem teljesen azonos. Ennek magyarázata: a súrlódás. Végezzük el még egyszer a megfontolást a súrlódás figyelembevételével. Mivel a sebesség kicsiny, a súrlódási erő S állandó. Tehát (2) felhasználásával

$$mgh = \frac{mv^2}{2} + \frac{I\omega^2}{2} + Sl \quad (8)$$

$$v^2 = 2l \frac{g \sin \alpha - \frac{S}{m}}{1 + \frac{I}{mr^2}} \quad (9)$$

(V. ö. (1) és (3) kifejezéssel.)

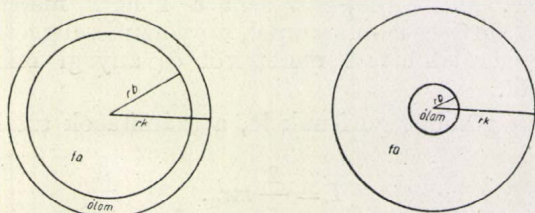
Ha ismét hengerről van szó, (4) felhasználásával

$$a = \frac{2}{3} \left(g \sin \alpha - \frac{S}{m} \right). \quad (9a)$$

Ha $S = 0$, eredményünk azonos az (5a)-val, ha azonban S azonos körülmények közt nagyobb, a kisebb lesz. Tehát amelyik henger lassabban gurul, annak súrlódása nagyobb, vagyis kísérletünkben kvalitatíve következtethetünk a súrlódásra is.

Még egy kísérletet végezhetünk arra vonatkozólag, hogy azonos körülmények közt a nagyobb tehetetlenségi nyomatékú henger lassabban gurul. Két hengert készítünk fából és ólomból úgy, hogy a fa és ólom tömege egyenlő. Így az egész hengereké is egyenlő.

Jelöljük a külső sugarat r_k -vel, a belsőt r_b -vel, a sűrűséget s -sel.



A belső henger tehetetlenségi nyomatéka (4) szerint

$$I_b = \frac{1}{2} m_b r_b^2. \quad (10a)$$

A külső hengeré a számítások szerint

$$I_k = 2 \pi l s \frac{r_k^4 - r_b^4}{4}.$$

Mint hogy a külső henger tömege $m_k = (r_k^2 - r_b^2) \pi l s$ tehát

$$I_k = \frac{1}{2} m_k (r_k^2 + r_b^2). \quad (10b)$$

Ha most már figyelembe vesszük, hogy $m_k = m_b = m$, az egész tehetetlenségi nyomaték

$$I = \frac{1}{2} m (r_k^2 + 2r_b^2). \quad (10c)$$

Hogyan méretezzük a hengereket?

Mivel a fa- és ólomhengerek egyenlő hosszúságúak, csak a sugarakat kell megadnunk.

Ismeretes, hogy a fa sűrűsége $s_1 = 0,8$, az ólomé $s_2 = 11,4$.

Tehát

$$\frac{s_2}{s_1} = 14,25$$

Az első esetben a belső henger ólom, tehát az $m_b = m_k$ egyenlőség alapján

$$(r_k^2 - r_b^2) \pi l s_1 = r_b^2 \pi l s_2 \quad (11a)$$

$$r_k = 3,9 r_b.$$

A második esetben, ha a fahenger van belül, hasonló számolással

$$r_k = 1,034 r_b. \quad (11b)$$

Legyen pl. $r_k = 3$ cm. Akkor az első esetben $r_b = 0,77$ cm (az ólomhenger sugara). A másodikban $r_b = 2,9$ cm. (Tehát az ólomlemez vastagsága 1 mm.)

A tehetetlenségi nyomaték az I. esetben, ha a kész henger $M = 2m$

$$I_I = \frac{1}{2} m (3^2 + 2 \cdot 0,77^2) = 2,54 M. \quad (12a)$$

A második esetben

$$I_{II} = \frac{1}{2} m (3^2 + 2 \cdot 2,9^2) = 6,45 M. \quad (12b)$$

Eszerint az első esetben: (3) alapján

$$v^2 = 2l \frac{g \sin \alpha}{1 + \frac{2,54 M}{9 M}}$$

$$a = 0,78 g \sin \alpha. \quad (13a)$$

A második esetben

$$v^2 = 2l \frac{g \sin \alpha}{1 + \frac{6,45 M}{9 M}}$$

$$\alpha = 0,581 g \sin \alpha. \quad (13b)$$

A második kb. 25%-kal kisebb, tehát a mozgásban jelentékeny különbség lesz. Magyarázata az, hogy a második esetben a tehetetlenségi nyomaték 2,5-szer nagyobb, mint az első esetben.

Pl. Ha

$$g \sin \alpha = 30 \text{ cm sec}^{-2}$$

$$a_I = 0,78 \cdot 30 = 23,4 \text{ cm sec}^{-2}$$

$$a_{II} = 0,58 \cdot 30 = 17,4 \text{ cm sec}^{-2}$$

és egy 2 m hosszú lejtőn való leguruláshoz szükséges idő

$$t_I = 4,1 \text{ sec}$$

$$t_{II} = 4,8 \text{ sec}.$$

Ez jelentős különbség, mert az első henger leérkezésekor a második még csak 146 cm utat tett meg.

A kísérletsorozattal tehát demonstrálhatjuk:

1. a lejtőnesést,
2. g meghatározását lejtőn,
3. a tehetetlenségi nyomaték befolyását a mozgásra,
4. a súrlódás befolyását a mozgásra,
5. S meghatározását kétféle hajlásszöggel végzett méréssel, feltéve, hogy S azonos.

Megjegyzés a (4) kísérlethez:

Ugyanazzal a hengerrel végezvén a mérést, α_1 és α_2 hajlásszög mellett (9a) alapján

$$a_1 = \frac{2}{3} \left(g \sin \alpha_1 - \frac{S}{m} \right) \quad (14)$$

$$a_2 = \frac{2}{3} \left(g \sin \alpha_2 - \frac{S}{m} \right)$$

$$S = m \left(g \sin \alpha_1 - \frac{3a_1}{2} \right) = m \left(g \sin \alpha_2 - \frac{3a_2}{2} \right)$$

vagyis az S azonosnak tekinthető, ha

$$2g \sin \alpha_1 - 3a_1 = 2g \sin \alpha_2 - 3a_2$$

$$3(a_2 - a_1) = 2g(\sin \alpha_2 - \sin \alpha_1)$$

$\sin \alpha_2$ és $\sin \alpha_1$ meghatározása célszerűen a lejtő magasságának mérésével történhet:

$$3l(a_2 - a_1) = 2g(h_2 - h_1) \quad (15)$$

S -et (14) alapján

$$S = m \left(\frac{gh_1}{l} - \frac{3a_1}{2} \right) \quad (14a)$$

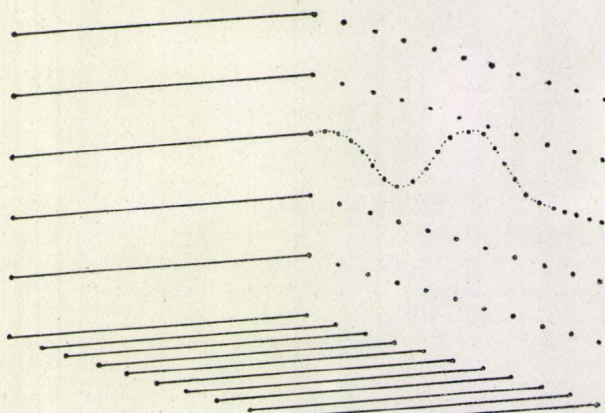
adja, g -t (15)-ből számíthatjuk ki, az a_1 -t és a_2 -t az egyenletesen gyorsuló mozgás útidő összefüggéséből nyerjük, pl. úgy, hogy megmérjük — stopperórával — a 2 m lejtőhossz megtételéhez szükséges időket.

Tóth Lajos

Debreceni Orvosegyetem Orvosi
Fizikai Intézete

Egy mechanikai analógia

Közismert dolog a foton kettős — korpuszkuláris és hullámszerű — viselkedése körül támadt szemléleti nehézség. Kétségtelen, hogy a nyers szemlélet nem tudja megérteni azt, hogy egy korpuszkulaszerű test hullámszerű viselkedést is mutasson. — Minden ilyen esetben a szemlélődő képességünket nagyban segíti az, hogy ha a jelenséget valami modellel utánózni tudjuk. Előre hangsúlyoznunk kell, hogy modellek nem adják és nem adhatják meg egy dolog lényegét, de mint didaktikai segédeszközök, igen hasznosak lehetnek arra, hogy a gondolkodásunkat vagy szemlélődő képességünket kibővítsék, hogy az új dolgokhoz közeledni tudjunk.



1. ábra

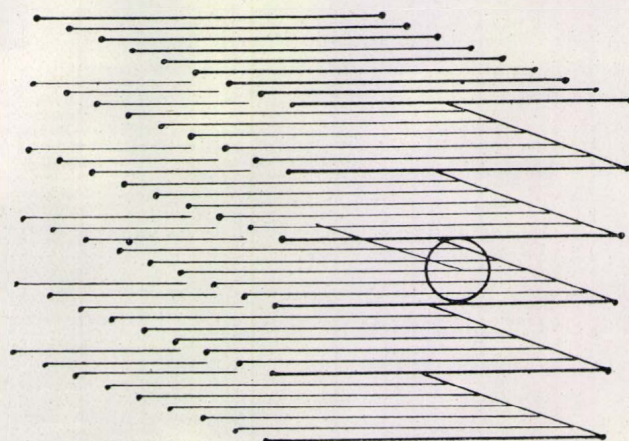
A foton kettős viselkedésének az utánzására szerkesszük a következő mechanikai modellt. Egy térrészt képezzünk ki magunknak rugalmas rudakból úgy, hogy a rudakat egymástól bizonyos távolságokban helyezzük el.

A rugalmas rudak között úgy lehet golyókat átjuttatni, hogy a golyók a rudakon gurulnak és közben ezeket rezgésre készítik. A rudak végén az egyes rudvégek egy elemi hullámot fognak mutatni, amint a golyó ott átvonul.

Ha most két megfigyelőt állítunk a rudakból alkotott térszerkezetünk két oldalára, ezek a jelenségeket nem egyformán fogják észlelni. Az I helyen levő észlelő észleli, hogy egy elemi hullám vonul át a térszerkezetünkön. A II észlelő a golyókat fogja felfogni és azokon méréseket tud végezni. Nyilvánvaló, hogy a két észlelő megfigyelései bizonyos megegyezésben lesznek egymással, így

pl. egyszerre észlelik, hogy a térszerkezetben valami történt. De egyik hullámszerű, a másik korpuszkulaszerű történést fog megállapítani. Ha a kísérletet úgy végezzük, hogy az I és II észlelő a mechanizmusról, amellyel a kísérletet végezzük, nem tud semmit, akkor nem fogják egymást megérteni. Viszont mindkét megfigyelő, hogyha megmutatjuk nekik a mechanizmust, a magyarázatot igen egyszerűnek fogja látni.

A mechanikai analógia alapján sejthetjük, hogy a foton kettős viselkedése mögött is egy mechanizmus állhat. Ennek a szerkezete igen egyszerű magyarázatot adhat a most még problematikus kettős viselkedésről. Ez a mechaniz-



2. ábra

mus azonban az elektromágneses térben van, illetőleg más szóval azt mondhatjuk, hogy az elektromágneses térnek kell legyen olyan szerkezete, amelyből ez a kettősség számunkra következik, csupán mi nem látjuk ezt a szerkezetet. Ilyen módon annak a megértése, hogy az elméleti fizikusok az elektromágneses tér szerkezetéről beszélnek és ezen szerkezet megoldásán dolgoznak, semmi nehézséget nem okoz. Ezen mechanikai analógiának abban van a didaktikai jelentősége, hogy szemléletes úton rávezet minket arra, hogy milyen módon kell nézni az elektromágneses tér szerkezetére irányuló kutatásokat.

Gyulai Zoltán
Műszaki Egyetem
Kísérleti Fizikai Intézet

EGYESÜLETI ÉLET

EGRI CSOPORTUNK MŰKÖDÉSE

Társulatunk egri tagozata 1952 február 29-én alakult meg. Az alakuló ülésen résztvettek Társulatunk országos elnökségének tagjai. A következő előadásokat tartották:

Szamosi Géza (Bp.): Az atommagfizika újabb eredményei.

Hoffmann Tibor (Bp.): Az összefüggő anyag szerkezete.

Vermes Miklós (Bp.): Előadási kísérletek.

Az egri csoport tagsága gimnáziumi tanárokból és az egri Pedagógiai Főiskola fizikai tanszékének tagjaiból kerül ki. A csoport elnöke *Darvas Andor* főiskolai tanár, alelnöke *Lengyel Gábor* gimnáziumi tanár, titkára *Somos János* főiskolai adjunktus. Tekintettel arra, hogy Egerben kutatómunkát végző fizikai intézet nincs, a fizika aktuális kérdéseinek ismertetésében nagy szerep jut a Budapestről és más vidéki központokból meghívott előadóknak. A helybeli előadók viszont elsősorban a gimnáziumi fizikaoktatás közvetlen támogatását jelentő pedagógiai jellegű előadások tartásával vesznek részt a csoport munkájában. A Társulat egri klubestén eddig elhangzott előadások a következők voltak:

Gerendás Mihály (Bp.): Az elektronmikroszkóp és alkalmazásai.

Tarnóczy Tamás (Bp.): Az ultrahangok fizikai és fiziológiai hatásai.

Lengyel Gábor (Eger): A rádió fejlődése.

Somos János (Eger): Érdekes előadási kísérletek.

Lengyel Gábor (Eger): A Coriolis-erőről.

Cornides István (Bp.): A kristályok képződése.

Darvas A., Lengyel G., Somos J. (Eger): Bemutatói kísérletek katód-oszcillográffal.

Darvas A., Lengyel G., Somos J. (Eger): Tanítási kísérletek a rádiótechnika köréből.

Medveczky László (Debrecen): Rádióaktív kutatások fotoemulziós módszerrel.

Járosi András (Eger): Newton II. axiómája.

A klubestéken egri csoportunk tagjai szinte kivétel nélkül résztvesznek. Külön kiemelendő, hogy az egri gimnáziumok fizika-szakos tanárainak mintegy 70%-a rendszeresen látogatja a klubestéket. Ezt Budapesten és egyes más vidéki csoportoknál nem sikerült elérni. Az előadásokat meghallgatják főiskolai és középiskolai diákok is. — A csoport elnöksége gondoskodott arról is, hogy előadók felkeressék a szomszédos Gyöngyös fizika-szakos gimnáziumi tanárait is. Eddig két előadást tartottak Gyöngyösön:

Darvas Andor (Eger): A kozmikus sugár-kutatás újabb eredményei.

Lengyel G., Somos J. (Eger): Érdekes kísérletek nagyfrekvenciás és hangfrekvenciás árammal.

PÉCSI CSOPORTUNK MŰKÖDÉSE

Pécsi helyi csoportunk a nagyszerű pécsi vándor-gyűlés alkalmával lefolytatott előzetes megbeszélések alapján 1951 november 2-án alakult meg. A megnyitó ülésen *Valkó Endre*, a Műszaki és Tudományos Egyesületek Szövetségének főtíkára mondott ünnepi beszédet, majd a következő előadás hangzott el:

Szigeti György (Bp.): A fizikai kutatás szerepe egy iparág fejlődésében.

A Társulat pécsi csoportjának tagjai gimnáziumi tanárok, a pécsi Pedagógiai Főiskola fizikai tanszékének és az Orvostudományi Egyetem Biofizikai Intézetének tagjai közül kerülnek ki. A Társulat pécsi csoportjának elnöke *Jeges Károly* főiskolai tanár, titkára *Pálffy*

Györgyné főiskolai adjunktus. Az elnökség tagjai közt az egyetemi intézet képviselői és gimnáziumi tanárok is helyet foglalnak. A csoport klubestén a következő előadások hangzottak el:

Jeges Károly (Pécs): Néhány újszerű demonstrációs eszköz.

Greguss Pál (Bp.): Ultrahang alkalmazása a vegyiparban.

Jeges Károly (Pécs): Nagyfrekvenciás áramok tulajdonságai.

Pálffy Györgyné (Pécs): Lebegyev kísérletei a fénynyomás kimutatására.

Tarnóczy Tamás (Bp.): Ultrahangok alkalmazása a technikában.

Gerendás Mihály (Bp.): Az elektronmikroszkóp és alkalmazásai.

Jeges Károly (Pécs): A komplex számok néhány fizikai alkalmazása.

Sasvári Kálmán (Bp.): Anyagszerkezet vizsgálata Röntgen-sugárral.

Jeges Károly (Pécs): Előadási kísérletek a fizikai optika köréből.

Ill Márton (Pécs): Új demonstrációs eszközök.

Különösen értékes a pécsi csoport munkájának az a része, mely gimnáziumi tanár kartársaink munkáját van hivatva támogatni. Ezt a fent ismertetett, pedagógiai jellegű előadások is bizonyítják, de méginkább az a kiállítás, mely helyi csoportunk rendezésében nagyszámú demonstrációs eszközt és előadási kísérletet mutatott be pécsi és pécskörnyéki pedagógus kartársainknak. A kiállítás egyszersmind a beiskolázást is elősegítette. (A kiállításról lapunkban már külön megemlékeztünk.)

VESZPRÉMI CSOPORTUNK MŰKÖDÉSE

Veszprémbe, ebben a fiatal egyetemi városban az elsők között, 1951 március 17-én alakult meg helyi csoportunk. A megnyitó ülésen Társulatunk országos elnökségének több tagja résztvett. Az ülésen a következő előadás hangzott el:

Hoffmann Tibor (Bp.): A kvantummechanika szerepe a kémiában.

A csoport tagjai a középiskolai tanárok, valamint a Nehézipari Egyetem oktatói közül kerülnek ki. Az előadóületeket látogatják egyetemi hallgatók is. A csoport elnöke *Benkő István* egyetemi adjunktus, titkára *Bacsai Sándor* egyetemi adjunktus. A veszprémi klubestéken eddig a következő előadások hangzottak el:

Halmágyi László (Veszprém): A Heisenberg-féle bizonytalansági reláció.

Pócza Jenő (Bp.): Szekundér elektronokkal kapcsolatos jelenségek és azok alkalmazása.

Tarnóczy Tamás (Bp.): Ultrahangok alkalmazása az iparban.

Faragó Péter (Bp.): Tömegspektrográf és gyakorlati alkalmazásai.

Straub Gyula (Veszprém): A tükrös galvanométer. *Berend Iván* (Veszprém): A nemeuklidesi geometria szerepe a fizikában.

Méhes Kálmán (Veszprém): Rádióaktív sugárzások kimutatása.

Szénási György (Veszprém): A geofizika szeizmikus módszereiről.

Az előadások különösen a fizika széleskörű gyakorlati alkalmazásait ismertették meg a Műszaki egyetem és gimnáziumok oktatóiból, valamint tanulóiból álló hallgatósággal.

KÖNYVSZEMLE

Január első napjaiban megjelent a «Magyar Fizikai Folyóirat» (A Magyar Tudományos Akadémia III. Osztályának Fizikai Közleményei) I. kötet 1. száma.

A gazdag tartalommal megjelent füzet részletesebb ismertetésére a következő számunkban fogunk visszatérni, jelenleg csak annak tartalomjegyzékét közöljük.

Beköszöntő

Novobátzky Károly: Az energia mechanikai mozgásegyenletei

Faragó Péter, Gécs Mária és Mertz János: Magnymagnetók mérése mágneses rezonancia-abszorbeióval

Horváth János: Megjegyzések a polarizációs energia numerikus kiszámításához

Jordan Károly: Van der Waals állapotegyenlete

Újhelyi Sándor: Eljárás naftalin egykristályok előállítására

Tarján Imre: Szincentrumok alkali-halogenid kristályokban

Szamosi Géza: Az atommag héjszerkezete

Náray Zsolt: A HF-molekula néhány állandójának hullámmechanikai meghatározása

Valkó Iván P. és Gergely György: Új módszer relaxációs jelenségek vizsgálatára

Jánossy Lajos: Hullámsomag áthaladása potenciálfalon

Jánossy Lajos: Tanulmányok a kaszkád-elméletről

Gáspár Rezső és Kónya Albert: A HJ-molekula kötésének elméletéről

Selényi Pál: Szelén fényelemek érzékenyítése az infravörösre, higanygőzzel

Marx György: Az elektromágneses tér mozgó anizotróp közegekben

A FOLYÓIRODALOMBÓL

Louis de Broglie: Megmarad-e a kvantumfizika indeterminista jellege?

A KLASSZIKUS IRODALOMBÓL

N. Bohr: Anyagon áthaladó elektromosan töltött részecskék sebességsökkenésének elmélete. (A szerkesztő előszavával)

PÁLYÁZAT

A Debreceni Mezőgazdasági Akadémia a műszaki tanszékére gépészmérnöki képesítéssel rendelkező tanársegédet és fizikai tanársegédet keres.

A pályázók levélben vagy személyesen adják be pályázatukat az Akadémia igazgatóságához. Közljék jelenlegi munkahelyüket, beosztásukat, eddigi tudományos és oktató munkájukat, valamint pontos lakcímüket. Továbbá mellékeljék részletes önéletrajzukat.

Cím: Debreceni Mezőgazdasági Akadémia, Debrecen, Böszörményi-út 104. Telefon: 46—33.

Jánossy Lajos akadémikus szerkesztésében megjelent a

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT,

a MTA III. Osztályának fizikai közleményei

A kéthavonként megjelenő lap előfizetési ára kötetenként 42. — Ft. Évenként egy kötet kerül kiadásra. Az I. kötet (1953) teljes egészében megjelent.

Előfizethető: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21. terjesztési osztály
MNB egyszámlaszám 04.878 111 - 48

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

Az atomi állandók értékeinek legújabb meghatározása. Az utolsó két évtizedben rendkívül nagy gondossággal mérlegelve a sokféle kísérleti eredményt több ízben összeállították a legfontosabb természeti állandók értéktáblázatát. Ennek a nagyfontosságú munkának egyik úttörője R. T. Birge, aki 1929-ben, majd 1942-ben közölt nagyobb összefoglalást. Legutóbb *Du Mond* és *Cohen* vették igen alapos és erősen kritikai vizsgálat alá az összes számbajövő mérések és meghatározások eredményeit (Rev. Mod. Phys. 25., 691, 1953). A munka egyik érdekessége, hogy felhasználja a legutóbbi évek (elméleti szempontból is rendkívül fontos) újfajta kísérleteit, pl. a mikrohullámú technika és az atomsugár-módszer fejlődésével lehetségessé vált nagy pontosságú méréseket, mint a Lamb-Rutherford-féle vonaleltolódás, anomális mágneses momentum, proton-rezonancia mágneses térben, spin-gyromágneses arány, elemi részecskék cyclotron-frekvenciái, könnyű elemek magátalakulási Q -értékei stb. A kiindulási alappennyiségek gyanánt, a szokástól eltérőleg, a fénysebesség, a finomszerkezeti-állandó, az elemi töltés, az Avogadro-szám, valamint a Siegbahn-féle önkényes X -hullámhosszuságegység és a miliangström közti átszámítási együttható szolgál. Néhány fontos fizikai állandónak a legkisebb hibánegyzetek elvével számított legvalószínűbb értékét és azok standard hibáját az alábbiakban idézzük.

Fénysebesség:	$c = 299792,9 \pm 0,8 \text{ km/sec}$
Avogadro szám:	$N = (6,02472 \pm 0,00036) \times 10^{23}$ (g mol) $^{-1}$
Elemi töltés:	$e = (4,80288 \pm 0,00021) \times 10^{-10}$ el. st. e.
Elektron tömege:	$m = (9,1085 \pm 0,0006) \times 10^{-28} \text{ g}$
Proton tömege:	$m_p = (1,67243 \pm 0,00010) \times 10^{-24} \text{ g}$
Neutron tömege:	$m_n = (1,67474 \pm 0,00010) \times 10^{-24} \text{ g}$
Planck állandó:	$h = (6,6252 \pm 0,0005) \times 10^{-24}$ erg sec
Faraday állandó:	$F = (9652,01 \pm 0,25) \text{ el. m. e.}$ (g mol) $^{-1}$
Finomszerkezeti állandó:	$a = (7,29726 \pm 0,00008) \times 10^{-3}$
Bohr magneton:	$\mu = (0,92732 \pm 0,00006) \times 10^{-20}$ erg gauss $^{-1}$
Rydberg állandó:	$R_\infty = 109737,309 \pm 0,012 \text{ cm}^{-1}$
Boltzmann állandó:	$k = (1,38042 \pm 0,00010) \times 10^{-16}$ erg/fok

R. P.

Rádióaktív gamma-sugárzás által ólomban keltett elektron-párok abszorpciója. Hryniewicz ThC'' -ből származó gamma-sugárzást ólom-lemezre ejtett, a keltett elektron-párokat két, ablakokkal ellátott, koincidenzába kapcsolt Geiger-Müller-csővel számlálta. Eredménye az volt, hogy a koincidenzá-szám és abszorpciós vastagság összefüggését feltüntető görbe jobban egyezik a Jaeger és Hulme elmélete alapján számított abszorpciós-görbével, mint a Bethe-Heitler-féle elmélet eredményével. (Acta Physica Polonica 11. 75. 1951.)

K. L.

Compton-szórás szögeloszlása. Régi tapasztalat, hogy bányákban végzett kozmikus sugárzás méréseknél teleszkópszerű számlálócső-elrendezésnél több a kettős koincidenzá, mint a hármas. Ezt azzal szokás magyarázni, hogy az első számlálócsőben Compton-effektusból származó elektron, a második számlálócsőben a szóródott gamma-kvantum okoz impulzust. Ennek a feltevésnek helyességét vizsgálva Jerzy Gierula megvizsgálta az ilyen Compton-szórással magyarázott koincidenzá-számának függését a gamma-sugarak iránya és a számlálócső-teleszkóp iránya által alkotott szögtől. Eredményül azt kapta, hogy 0° – 90° szögtartományban a szóró számlálócsőnek minden 10^4 impulzusára esik egy Compton-koincidenzá. Az arány legnagyobb, ha a kér-

déses szög 30° . Az eredmény, mint azt a szerző kimutatta, a Compton-szórás elméletével összhangban áll, ezért a koincidenzáciák ismertetett magyarázata elfogadható. (Acta Physica Polonica 11. 36. 1951.)

K. L.

A pozitronium. Számos fizikus foglalkozott már az elektronból és pozitronból álló metastabilis atomi rendszer, a pozitronium létezésének kérdésével. I. Pomerancuk, A. Ore és J. Powel elméletileg kimutatták, hogy para- és ortopozitroniumnak kell léteznie. A parapozitronium (a részecskék spinje antiparallel) élettartama kb. 10^{-10} sec és két γ -kvantumra sugárzódik szét. Az ortopozitronium (a részecskék spinje parallel) szétsugárzása-kor három fotonnak kell keletkeznie és élettartama kb. 10^{-7} sec, tehát kísérletileg mérhető. A pozitronium kísérleti észlelése először M. Deutschnak sikerült. Kísérletének alapját a következő megfontolások képezték. Az elmélet szerint a pozitroniumnak ortoállapotból paraállapotba való spontán átmenete tiltott, azonban gázmolekulákkal való ütközéskor végbe mehet ez az átmenet. Rezonanciaszerűen nagygyá válik ez az effektus páratlan számú elektront tartalmazó molekulákkal (NO , O_2) való ütközéskor. A parapozitronium rövid élettartama miatt az orto-para átmenet dominál, bár elméletileg a fordított átmenet is lehetséges. Az Na^{22} pozitronforrás a pozitronokkal egyidejűleg γ -kvantumokat is emittál. Ezeknek a γ -kvantumoknak és a pozitronium szétsugárzásakor keletkező γ -kvantumoknak késleltetett kettős koincidenzáciáit figyelték meg. Ha a késleltetési idő az ortopozitronium élettartamával egyezik, a kettős koincidenzáciák száma az ortopozitroniumok számával arányos. Az előbbieket szerint a késleltetett koincidenzáciák számának erősen le kell csökkennie, ha az eredeti gázhoz (N_2) NO gáz adunk. 1 – $3 \cdot 10^{-7}$ sec késleltetési időnél ezt igen jól észlelni lehetett. CCl_4F_2 használata esetén még erősebb effektus volt megfigyelhető. A fotonok detektálása szcintillációs számlálóval történt. A kísérlet interpretációjának helyességét úgy ellenőrizték, hogy meghatározták a szétsugárzásakor keletkező γ -kvantumok energia szerinti eloszlását. N_2 -ben az 510 keV energiájú γ -kvantumok száma négyszer kisebbnek adódott, mint $\text{N}_2 + 3\%$ NO esetén. (Az eloszlási görbe maximuma 510 keV-nál van.) A szétsugárzásakor keletkező γ -kvantumok számát kísérletileg S. De Benedetti és R. Siegel határozta meg. Három szcintillációs számlálót helyeztek el szimmetrikusan az Na^{22} forrás körül, és figyelték az egyik számlálóban az impulzuseloszlást. Kettős koincidenzá esetén 510 keV-nál éles maximumot kaptak, ami kétfotonos szétsugárzásnak felel meg. Hármas koincidenzá esetén 340 keV-nál kaptak maximumot. Ekkor az 510 keV-nak megfelelő impulzusok teljesen hiányoztak. CCl_4F_2 -ben a hármas koincidenzáciák száma erősen lecsökkent. Az ortopozitronium felezési idejére nyert kísérleti adat jól egyezik az elméleti értékkel. V. Bereszycki és R. Ferrell elméletileg meghatározta a pozitronium S állapotának felhasadását is. Az 1S_0 és a 3S_1 állapotok energiakülönbségére $8,5 \cdot 10^{-4}$ eV-t nyertek. Deutsch és Dulit mérései szerint $\Delta E = 9,4 \cdot 10^{-4}$ eV. (Uszpehi Fiziceszkijh Nauk. XLIX. 1. 155. old.)

Sz. J.

Röntgen-sugárzás π -mezon-atomokból. Lassú μ^- és π -mezonok befogódása atommagokon valószínűleg úgy történik, hogy a mezon előbb a mag körüli legbelső Bohr-féle pályákra épül be és egy úgynevezett mezon-atomot alkot. A befogás azután a legbelső $1s$ héjról történik. Ilyen atom létrejöttének lehetőségét több kutató vizsgálta már mind elméleti, mind kísérleti úton. Mint ismeretes, a Bohr-féle kvantumpályák sugara a mag rendszámával és az elektron, illetve μ^- vagy π -mezon tömegével fordítva arányos. Mivel a mezonok tömege az elektrontömegnek néhány százszorosa, a mezon-

pályák közelebb vannak a maghoz, mint a megfelelő elektronpályák. Nehéz magoknál a magsugár és a legbelső Bohr-féle mezonpálya sugara nagyságrendben egyforma. Tíznél kisebb rendszámú elemeknél a magsugár kisebb, mint a legbelső mezonpálya sugara, ezért a lehetséges energianívók kiszámításánál elég csak Coulomb-féle kölcsönhatást feltételezni a mag és a mezon között. Magasabb pályáról (pl. $2p$) valószínű, hogy előbb Röntgen-kvantum kibocsátásával egyidejűleg az $1s$ pályára ugrik és innen fogódik be. A π -mezon tömegét 276 elektron-tömegnek tételezve fel a $2p$ és $1s$ pálya közötti átmenetnek megfelelő energiák a következőknek adódnak: szénben 100 keV, oxigénben 178 keV, berilliumban 44,3 keV. A π -mezonok megállásával egyidejűleg fellépő Röntgen-sugárzás mérése közvetlen bizonyítékot szolgáltathat ilyen $u. n.$ mezon-atomok létezéséről. M. Camac és munkatársai az említett három elemben mérték a π -mezonok megállásával egyidejűleg fellépő Röntgen-sugárzás energiáját és az mindhárom elemnél a számítással kapott energiatartományba esett. Méréseik nem a legpontosabbak, de azt mutatják, hogy a π -mezon a $2p$ héjból előbb az $1s$ nívóra ugrik és innen fogódik be, a közvetlen befogódás valószínűsége kicsi. Ez megerősíti az elméleti számításokat. (Phys. Rev. 88. 134. old. 1952.)

N. K.

Vannak-e negatív részecskék a primér kozmikus sugárzásban? Ismeretes, hogy a Földünkre érkező kozmikus sugárzás kelet-nyugati aszimmetriát mutat, ami a Föld mágneses terének a töltött részecskékre kifejtett hatásával magyarázható. B. Bhowmik a szokásos energiaeelosztást feltételezve Winckler kísérleti adataihoz kiszámolja a primér részecskék eloszlásában várható kelet-nyugati aszimmetriát. Ha csak pozitív töltésű részecskéket tételezünk fel, a kísérleti és számított értékek közt elég nagy (maximálisan 15%) eltérés mutatkozik. Ha feltételezzük, hogy a kozmikus sugárzás Földünkre érkező részecskéinek 20%-a negatív töltésű, a kísérleti görbéhez jól simuló elméleti görbe adódik. Ez az eredmény elsősorban a negatív töltésű (eddig nem észlelt) protonok problémája szempontjából lehet érdekes. Szerző az eredményből óvatosan csak arra következtet, hogy az elméleti és kísérleti görbék ilyen-fajta összetevése a primér részecskék elektromos töltésének meghatározására hatásos módszernek tekinthető. (Phys. Rev. 89. 327. 1953.)

K. L.

Technecium előfordulása csillagokban. Ismeretes, hogy a 43. rendszámú elem, a technecium (Tc) mind-egyik izotópja instabil, a leghosszabb élettartamú izotóp felezési ideje 300 000 év. Ennek a periódusos rendszer közepén levő elemnek az instabilitása nem véletlen, ennek a Mattauch-féle összefüggés elméleti magyarázatát adja. Bomlékonysága miatt technecium Földünkön nem is fordul elő, néhány évvel ezelőtt atommagatalkítás-sal, mesterségesen állították elő. (Innen kapta nevét.) Éppen ezért keltett nagy feltűnést, hogy egyes S -típusú állócsillagok szinképében az elmúlt évben felfedezték a Tc vonalait. Szinte bizonyosra vehető, hogy a kérdéses csillagokban (de egyetlen jólismert állócsillagban sem) nincsenek olyan viszonyok, melyek mellett más elemekből Tc keletkezhetne. Ehhez milliárd fok körüli hőmérséklet volna szükséges. Csak az a magyarázat lehetséges, hogy a Tc-t tartalmazó állócsillagok igen fiatalok, így a kezdetben bennük levő Tc még nem fogyott el. Néhány százezer év csillagászatban igen rövid idő, a Föld régebbi szikláin ennél sokszorta öregebbek. A Tc előfordulása tehát arra enged következtetni, hogy állócsillagok állandóan keletkeznek, ami megerősíti Ambarcumnak egész más módon, stellárisztikai és dinamikai vizsgálatokból nyert eredményeit. Az a probléma, hogy a csillaggá tömörülő anyagban a csillag keletkezését közvetlenül megelőző időben hogyan keletkezett Tc, ma még megmagyarázatlan. (Science 115. 484. 1952, Naturwissenschaften 40. 407. 1953.)

M. Gy.

A kozmikus sugarak eredetéről. A szupernova csillagok maradványai (például Crab-köd és a Cassiopeia csillagképben lévő köd) mérhető rádiófrekvenciás sugárzást bocsátanak ki. Ennek keletkezését meg lehet magyarázni azzal, hogy relativisztikus energiájú elektronok a csillagok közti mágneses térben (10^5 gauss) fékezési sugárzást bocsátanak ki. A rádiófrekvenciás sugárzás mért intenzitásából és a mágneses télerősség értékéből következtetni lehet a sugárzást kibocsátó elektronok számára. Ez szupernovánként kb. 10^{51} elektron. J. Sz. Skovszkij feltevése szerint ezek a relativisztikus elektronok szupernova-kitöréskor keletkeznek, és velük együtt keletkeznie kell relativisztikus energiájú nehéz részecskének, pl. protonoknak is. Elektromágneses eredetű gyorsítás esetén ezek száma az ellenkező töltésű elektronok számával megegyezik. E felfogás szerint a kozmikus sugárzás nagyenergiájú primér részecskéi galaktikáink szupernováiból származnak. Ha 300 évenként egy szupernova-kitörés következik be, akkor ez elegendő számú protont termel ahhoz, hogy a galaktikában ütközések folytán lefékeződő protonokat pótolják és így a megfigyelt állandó intenzitású kozmikus sugárzást biztosítsák (Dokladi Ak.Nauk SzSzsZR. 91. 475. 1953.)

K. L.

Lassú mezonok átmeneti effektusa. A. O. Vaiszenberg 3250 m magasban mérte a lassú mezonok átmeneti effektusát grafitban. Kb. 20 g/cm²-nél maximumot adó görbét kapott. A görbéből meghatározható, hogy a kozmikus sugárzás nukleáris komponense $1,8 \cdot 10^{-26}$ cm² hatáskeresztmetszettel kelt lassú mezonokat. (Dokladi Ak. Nauk SzSzsZR. 91. 483. 1953.)

K. L.

Kettős Compton-effektus. 1923-ban Compton felfedezte, hogy nagyenergiájú Röntgen-sugarak, gamma-kvantumok korpuszkula-szerűen ütközhetnek össze elektronokkal. Az ütközés eredményeként a gamma-kvantum az elektron szóródik, energiája lecsökken (hullámhossza megnő). A gamma-kvantum által leadott energiát az elektron kapja. Heitler és Nordheim 1934-ben megvizsgálták elméletileg annak valószínűségét, hogy az elektronon szóródó gamma-kvantum szóródáskor »kettőhasadjon»: a beeső kvantumból a Compton-szórás révén két kvantum keletkezik. Az elektromágneses tér kvantumelmélete szerint az ilyen kettős Compton-effektus valószínűsége az egyszeres effektusnak mintegy 1/137-szerese. Mandl és Skyrme az elmúlt évben pontosan kiszámították ennek a kettős Compton-effektusnak a hatáskeresztmetszetét. Az elméleti formula szerint nagy valószínűséggel egy nagy- és egy kisenergiájú gamma-kvantumra való »felhasadás» következik be. A két kvantum többnyire előre, a beeső gamma-sugár irányában halad. A jelenség azért érdekes, mert kísérletileg megvizsgálhatónak látszik, kimutatása a kvantumelektrodinamika újabb kísérleti bizonyítékát szolgáltatná. Egy közlemény szerint a kettős Compton-szórás létezését sikerült kísérletileg kimutatni. (Proc. Roy. Soc. A. 215. 497. 1952.)

K. L.

Az abszolút zéruspont megközelítése. Mágneses térbe helyezett paramágneses anyag entrópiakifejezésében egy H/T -vel arányos tag is szerepel. (H a mágneses télerősség, T az abszolút hőmérséklet.) Ha tehát a H mágneses télerősséget úgy kapcsoljuk ki, hogy a paramágneses anyag a környezettől hőt nem vehet fel (a folyamat adiabatikus), az entrópia állandó volta miatt a hőmérsékletnek csökkennie kell. Ezt a módszert már régóta alkalmazzák alacsony hőmérsékletek elérésére. Mendoza 1948-ban az eljárást a következőképpen fejlesztette tovább: két hővezetővel összekötött paramágneses testet helyezett mágneses térbe, majd lehűtötte ezeket cseppfolyós héliummal. Ezután hőszigetelővel vette őket körül. Az egyik testnél a mágneses teret kikapcsolva lehűtötte azt a cseppfolyós hélium hőmérséklete alá. Ez a test vezetés útján hőt vont el a másik, még mágneses térben lévő paramágneses testből. A két test közt a vezető-kapcsolatot meg-

szüntette, mágnestelenítette a második testet is. A kétlépéses kimágnesezéssel lényegesen alacsonyabb hőmérsékletek voltak elérhetők, mint az egyszerű mágnestelenítéssel. Az eljárást a legutóbb még sikerült leegyszerűsíteni a következőképpen: A két paramágneses test közt a hővezető-kapcsolatot egy tiszta ólomdróttal létesítették. Mikor az egyik testnél a mágneses teret kikapcsolják, az ólomdrót és a második test még mágneses térben marad és az első test lehűlése következtében mindkettő a cseppfolyós hélium hőmérséklete alá hűl le. Ezen utóbbi mágneses tér kikapcsolása pillanatában az ólomdrót szupravezetővé válik, ennek folytán megszűnik a hővezető-képessége. A második test kimágnesezése tehát már adiabatikusan történik. Ha a kiindulási hőmérsékletet 1°K -nek választják és 4200 gauss mágneses térerősséggel dolgoznak, az elért legalacsonyabb hőmérséklet $0,003^\circ\text{K}$. (Ehhez egyszerű kimágnesezésnél 15 200 gauss térerősség lett volna szükséges.) A készítmény hőmérséklete 3 percig $0,01^\circ\text{K}$ alatt maradt (Proc. Roy. Soc. A. 64. 861. 1951.) *M. Gy.*

Centiméteres elektromágneses hullámok spinjének mérése. Szadovszkij és Poynting már félévszázaddal ezelőtt megmutatták, hogy cirkulárisan polarizált elektromágneses síkhullámnak mozgásirányával párhuzamos impulzusmomentuma van, mely a hullám E energiájával, ω körfrekvenciájával és a terjedés irányát megadó \hat{f}_0 egységvektorral a következő módon fejezhető ki:

$$\mathfrak{N} = \pm \frac{E}{\omega} \cdot \hat{f}_0.$$

Az előjelet a polarizáció értelme szabja meg. Az elektromágneses tér kvantumelmélete ezt az impulzusmomentumot a fotonok spinjeként értelmezi. Egy $f\omega$ energiájú foton impulzusmomentuma az előbbiekkal összhangban

$$\mathfrak{N} = \pm \hbar \cdot \hat{f}_0.$$

Fényhullámok spinje kísérletileg alig mérhető hatásokra vezet. Csak 1935-ben sikerült Beth-nek kimutatni e jelenséget. Centiméteres hullámhossz-tartományban 10^5 – 10^6 -szor nagyobb hatások várhatók. Itt tehát kedvezőbb a helyzet. Carrara végzett ilyenirányú kísérleteket. Regisztráló berendezése selyemszálakon függő vízszintes alumíniumlemez volt, amely alá $\lambda/4$ távolságra vele párhuzamosan grafitos gyantával bevont csillámlemez erősített. A mérendő impulzusmomentumú cirkulárisan polarizált hullámot függőleges irányban alulról bocsátotta a csillámlemezre, amely azt részben visszaverte, másik részét átengedte. Az áthatolt hullám az alumíniumlemeztől visszaverődve $\lambda/2$ út megtétele után találkozott az alsó lemeztől visszavert hullámmal és azt kioltotta. A lemeztől így energia nem reflektálódott, s az elnyelt energiával együtt a hullám impulzusmomentumát is átvették a felfüggesztett lemezek. Elfordulásukat fénymutató jelezte. — Más kísérletekben a fonálra függesztett lemezeket úgy választották meg, hogy azok visszaverés közben a hullám polarizációs állapotát változtassák meg. Ezzel együttjárt a spin megváltozása is. — A fénymutató által regisztrált hatások kvalitatíve (előjelre és nagyságrendben) minden esetben egyeztek az elmélet eredményeivel. Pontosabb egyezést a kísérleti körülmények miatt nem is vártak. Remélhetjük, hogy a kísérleti technika gyors fejlődése lehetővé teszi hamarosan az elmélet teljes igazolását.

Gy. G.

Fényimpulzusok az éjjeli égből. J. V. Jelley, W. Galbraith egy konkáv tükör gyűjtőpontjában elhelyezett elektronsokszorozóval függőleges irányból jövő fény-

impulzusokat figyeltek meg. Az elektronsokszorozó impulzusait egy kiterjedt légi záport mérő berendezés impulzusaival hozták koincidenciába. Azt tapasztalták, hogy a záporok és fényimpulzusok között kapcsolat van. Ennek egy lehetséges magyarázata a következő: A fényimpulzusokat a zápor nagysebességű részecskéi által levegőben keltett Cserenkov-sugárzás okozza. Ha ez a további kísérletekben beigazolódik, akkor a Cserenkov-sugárzás iránykarakteristikájának segítségével lehetővé válik a záporok irányának meghatározása. Ez esetleg a záporok részecskéi keletkezési helyéről adhat felvilágosítást. Az előbbi ismertetés alapján fontos volna a rádiocsillagok helye és a záporok iránya közt fennálló esetleges összefüggés meghatározása. (Phil. Mag. 44. 619. 1953.)

K. L.

Molekulák leképezése elektronmikroszkóppal. E. W. Müller a berlini Physikalische Gesellschaft egyik ülésén a következő eredményről számolt be: Elektronmikroszkóp elektronforrásul 1 mikron sugarú félgömböt használtak, melyből az anódfeszültség hatására lépnek ki az elektronok. A gömbszimmetrikus elektromos tér hatására az elektronok radiálisan hagyják el a félgömb felületét. Ha azonban a félgömb felületén a legkisebb szennyeződés található, az maga körülmódosítja az elektromos teret, ennek hatása pedig a kilépő elektronok sebességének nagyságában és irányában is jelentkezik. Ezért a szennyeződést az elektronmikroszkóp leképezi a felfogóernyőre. Müller phtalocyanin molekulákat vitt az elektronforrásul szolgáló félgömbre. A felfogó ernyőn a 10 Angström nagyságú molekulák képe olyan jól kivehető volt, hogy még a molekulák alakját is fel lehetett ismerni. A kapott felvétel $\frac{1}{2}$ –1 milliószoros nagyításnak felel meg. (Phys. Blätt. 1950.)

M. Gy.

Az uránium spontán hasadása. 1940-ben két szovjet fizikus, Flerov és Petrzhak kísérleti úton arra a felismerésre jutottak, hogy a természetes urán atommagja képes spontán két vagy több nehéz részre hasadni. A hasadás felezési idejét 10^{16} – 10^{17} évnek találták. Azóta több kutató végzett ezzel kapcsolatban méréseket, de az általuk kapott eredmények nem egybehangzóak. Legújabban két kínai fizikus, Hoff Lu és Hsuan-Ling Tsao a természetes uránban bekövetkező spontán hasadások számát mérték meg közvetlenül számlálóberendezéssel és ennek alapján a felezési időt ki tudták számítani. Kísérleteikben argonnal töltött ionizációs kamrárt használtak, alapanyagul különböző vastagságú urán-oxid szolgált. Több kísérlet-sorozat elvégzése után azt találták eredményül, hogy egy gr természetes uránban óránként $4,8 \pm 0,7$ spontán hasadás jön létre. Az ennek megfelelő felezési idő: $(4,2 \pm 0,6) \cdot 10^{16}$ év. (Acta Scientia Sinica. 1. No. 1. 1952.)

N. K.

Geiger—Müller-csővek hőmérsékletfüggése. Olena Sztanisiz megvizsgálta önkiló (10 cm argon és 1 cm etilalkohol töltésű) GM számlálócsövek karakterisztikájának hőmérséklettől való függését -22° és $+60^\circ$ között. A csövek vörösrézkatódos fémesövek. Úgy az üveg-fém, mint a fém-fém-kötések araldittal történtek. A töltő etilalkohol-gőz $-2,5^\circ\text{C}$ -nál kondenzálódik. $+60^\circ\text{C}$ -tól 0°C -ig a karakterisztikában semmi változás nem következett be, -3°C alatt ellenben a gyűjtőfeszültség csökkent, a plátó megrövidült és meredekebbé vált a hőmérséklet csökkenésének hatására. -21°C -on a 0°C hőmérsékleten mért kb. 200 V-os plátó helyett csak mintegy 30–40 V-os plátó volt. Következtetés: a GM csövek a kioltó gáz kondenzációs hőmérséklete felett jól működnek. (Acta Physica Polonica 9. 140. 1951.)

K. L.

A FIZIKAI SZEMLE III. ÉVFOLYAMÁNAK TARTALOMJEGYZÉKE

TUDOMÁNYOS CIKKEK

A fizikai kutatás fejlődése hazánkban a felszabadulás óta	57
A Tudományos Munkások Világszövetségének III. közgyűlése	119
Az I. Magyar Fizikuskongresszus	81
Bardócz Árpád: Ipari emissziós szinképelemzés	95
Bernolák Kálmán: Fáziskontraszt — mikroszkóp	15
Boros János, Szalay László és Bodó Zoltán: Félvezetőkutatás	79
Cornides István: Modern tömegspektroszkópia	30
Faragó Péter és Pócza Jenő: Elektronika	65
Fenyves Ervin: Kozmikus sugárzás	67
Fényes Imre: Termodinamika és statisztikus mechanika	76
Földes István és Herczeg Tibor: A bolygók keletkezése I.	112
Földes István és Herczeg Tibor: A bolygók keletkezése II.	143
Hoffmann Tibor: A szilárd anyag elmélete	77
Infeld Leopold: Copernicus hatása a gravitáció elméletének fejlődésére	139
Jánossy Lajos: A centrifugális erőről szóló vitához	22
Károlyházi Frigyes: A foton	88
Kedves Miklós: Tükrökép és egyéb jelenségek üvegsőben	100
Kedves Miklós: Fénytörés és egyéb jelenségek üvegsőben	153
Marx György: A β -bomlás és a neutrínó	6
Marx György: a centrifugális erőről	20
Marx György: Relativitáselmélet és alkalmazásai	58
Mátrai Tibor: Spektroszkópia	149
Nagy Károly: Kvantumelmélet	61
Pauncz Rezső: Atomok elmélete	71
Pauncz Rezső: Molekulák elmélete	73
Pauncz Rezső: A kvantumkémia újabb irányvonalai	109
Szamosi Géza: Az atommag elmélete	69
Sztálin I. V.	29
Tarján Imre és Voszka Rudolf: Néhány kísérlet a Rayleigh-féle szórással kapcsolatban	157
Tarnóczy Tamás: Hangfokuszáló eszközök	39
Tarnóczy Tamás és Somhegyi Károly: Égési folyamatok befolyásolása akusztikus energiával ...	1

A KÖZÉPISKOLAI TANÁR LABORATÓRIUMÁBÓL

Gazdasági és Műszaki Akadémia I. ált. műszaki tanszékének munkaközössége: Néhány új mechanikai kísérleti eszköz	48
Gajári Emil: Kísérletek hőérzékeny anyaggal	51
Juszkovics V. F.: A politechnikai képzés kérdései a középiskolai fizika-tanításban	104
Makai Lajos: Szabadesés és rezgőmozgás kísérleti tanulmányozása	124
Tamás Gyula és Tarján Imre: Előadási kísérletek rezgőmozgással, hullámmozgással és hangjelenségekkel kapcsolatban I.	22
Tamás Gyula és Tarján Imre: Előadási kísérletek rezgőmozgással, hullámmozgással és hangjelenségekkel kapcsolatban II.	43
Tarján Imre és Voszka Rudolf: Váltoáram ábrázolása porfigurákkal	122
Tóth Lajos: Henger és gömb legördülése a lejtőn	159
Zserjehov: Technikai berendezések működési elvét szemléltető demonstrációs kísérletek	128
A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL.....	30, 138, 165

KÖNYVSZEMLE

»Fizika« folyóirat ismertetése	28
Acta Physica I. kötet 4. füzetének ismertetése	28
Acta Physica II. kötet 1—4. füzetének ismertetése	57
Acta Physica III. kötet 1—2. füzetének ismertetése	136
Broda: A rádiókémia elemei c. könyvének ismertetése	135
Simonyi: Elméleti villamosságtan c. könyvének ismertetése	136
Szmirenyin: Rádiótechnika kézikönyve c. könyvének ismertetése	136
Vexler: Sugárzási vizsgálatok ionizációs módszerekkel	135
EGYESÜLETI ÉLET:	26, 52, 109, 163

A kiadásért felel: Mestyán János

Műszaki felelős: Tóth Ferenc

A kézirat beérkezett 1953 X. 14—21. Példányszám: 1600. Terjedelem: 4 (A/5) ív

Ez a folyóirat MNOSZ 3405 és 5602Á szerint készült

Akadémia nyomda, Gerlóczy-utca 2. — 27280/53 — Felelős vezető: ifj. Puskás Ferenc